

# Boletín *de la* Asociación Argentina *de* Astronomía

2022

Boletín de artículos científicos 63<sup>a</sup> Reunión Anual  
Asociación Argentina de Astronomía  
Córdoba, Provincia de Córdoba, octubre de 2021



# Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 63



Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 63, correspondiente a la reunión anual 2021:  
René Daniel Rohrmann (Editor en Jefe), Mercedes Nieves Gómez (Editora Invitada)  
Claudia Evelina Boeris (Secretaria Editorial) y Mario Agustín Sgró (Técnico Editorial)



## Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería jurídica 11811 (Buenos Aires)

## 63<sup>a</sup> Reunión Anual de la AAA

Córdoba, Provincia de Córdoba

25 al 29 de octubre de 2021

Organizada por el Observatorio Astronómico de Córdoba.

### Comisión Directiva

Dra. Gabriela M. Castelletti (presidenta)  
Dr. Gerardo J.M. Luna (vicepresidente)  
Dr. Mario G. Abadi (secretario)  
Dr. Daniel D. Carpintero (tesorero)  
Dra. Natalia Nuñez (vocal 1)  
Dra. María Hebe Cremades Fernandez (vocal 2)  
Dr. Luis A. Mammana (1ra vocal suplente)

### Comisión Revisora de Cuentas

Dra. Silvina Cichowolski (titular)  
Dra. Adriana M. Gulisano (titular)  
Dra. Claudia M. Giordano (titular)  
Dra. Andrea P. Buccino (suplente)  
Dr. Emilio Donoso (suplente)

### Comité Nacional de Astronomía

Dra. Cristina H. Mandrini (presidenta)  
Dra. Georgina Coldwell  
Dra. María Hebe Cremades Fernandez  
Dr. Héctor J. Martínez Atencio  
Dr. Marcelo Miller Bertolami

### Comité Científico

Dra. Mercedes N. Gómez (OAC, presidenta)  
Dra. Lilia P. Bassino (IALP/FCAGLP)  
Dra. María L. Ceccarelli (IATE/OAC)  
Dr. Alejandro H. Córscico (IALP)  
Dr. Nicolás U. Duronea (IALP)  
Dr. Carlos Francile (OAFa)  
Dr. Mario D. Melita (IAFE)  
Dra. Mariana D. Orellana (UNRN)  
Dra. Daniela Pérez (IAR)

### Comité Organizador Local

Dra. María V. Alonso (OAC/IATE, presidenta)  
Dra. Ana L. O'Mill (OAC/IATE)  
Dra. Mónica Oddone (OAC)  
Dra. Carolina Villarreal D'Angelo (IATE)  
Dr. David Merlo (OAC)  
Dr. Mario A. Sgró (OAC/IATE)  
Dr. Facundo Rodríguez (IATE)  
Lic. Abril Sahade (OAC/IATE)  
Mgtr. Ing. Santiago Paolantonio (OAC)  
Viviana Bertazzi (IATE)  
Lic. Omar Silvestro (OAC)  
Roberto Cattaneo (OAC)

La organización agradece el auspicio y ayuda financiera del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

#### Publicado por

Asociación Argentina de Astronomía  
Paseo del Bosque s/n, La Plata, Buenos Aires, Argentina

ISSN 1669-9521 (versión digital)  
ISSN 0571-3285 (versión impresa)

#### Créditos:

Diseño de portada: Adrián Rovero y Andrea León  
Confeccionado con la clase "confproc" en L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X

Impreso en Buenos Aires, julio de 2022





Vista noreste del edificio del Observatorio Nacional Argentino aproximadamente en 1873





## **Prefacio**

El presente Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene parte de los trabajos expuestos en la 63a Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía, celebrada en la ciudad de Córdoba entre los días 25 y 29 de octubre de 2021. La reunión fue organizada por el Observatorio Astronómico de Córdoba y el Instituto de Astronomía Teórica y Experimental. Debido a la pandemia de COVID-19, la reunión fue desarrollada completamente en formato virtual con el uso de herramientas digitales que permitieron la exposición y visualización de comunicaciones orales y murales, como así también la creación de espacios de discusión entre los participantes. Felicitamos al Comité Organizador Local por haber llevado adelante una reunión exitosa bajo condiciones tan especiales.

La reunión anual se realiza tradicionalmente en el mes de septiembre. En esta ocasión fue desarrollada en octubre con motivo de celebrarse el centésimo quincuagésimo aniversario de la fundación del Observatorio Nacional Argentino (ONA), hoy Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba. El ONA fue fundado el 24 de octubre de 1871 por el entonces Presidente de la Nación, don Domingo Faustino Sarmiento, con el fin de promover la ciencia en el país. El Observatorio Astronómico de Córdoba nos llena de orgullo por sus grandes logros y su continua participación en el avance del conocimiento científico.

La reunión convocó a un total de 473 investigadores y estudiantes. En la misma se expusieron 15 conferencias invitadas (incluyendo las disertaciones de dos colegas premiados), de las cuales 10 fueron enviadas al Boletín en forma de manuscrito para su publicación. Agradecemos especialmente a estos colegas el esfuerzo de brindar sus contribuciones. En la reunión se presentaron además 160 trabajos en formas oral (57) y mural (103). De ellos, 100 fueron enviados al Boletín y 91 son publicados en esta edición luego del proceso de revisión por pares y correcciones editoriales. Como es habitual, los trabajos se publican en castellano o en inglés a elección de los autores, con un máximo de siete páginas para informes invitados y tres para las demás contribuciones. Agradecemos a quienes enriquecieron el Boletín con el envío de sus trabajos. Queremos también agradecer a los colegas del país y del exterior que participaron en el proceso de arbitraje y que ayudaron a mejorar la calidad científica de los artículos.

En el transcurso de la reunión se entregó el premio Sérsic al Investigador Consolidado. En esta oportunidad el premio fue adjudicado a los Dres. Alejandro Córscico y Sergio Dasso por decisión del jurado integrado por las Dras. Lydia Cidale, Cristina Mandrini y Patricia Tissera. El Comité Editorial felicita a los premiados y agradece el envío de sus contribuciones a este Boletín.

En el marco de los festejos por los primeros 150 años de la astronomía argentina, se brindaron dos conferencias para todo público que fueron transmitidas a través de plataformas de internet. Se organizó además una segunda edición del concurso de astrofotografía en las categorías Sistema solar, Paisajes celestes y Espacio profundo. El jurado estuvo conformado por Verónica Espino, directora del Planetario Galileo Galilei, y los Dres. Miguel Megevand y Ana Laura O'Mill.

Finalmente, agradecemos a la Srta. Laura Alves y a los Dres. Alberto Vásquez y Roberto Gamen por sus invaluable ayudas en la producción de este Boletín.

Argentina, 29 de julio de 2022.

*René Daniel Rohrmann*  
Editor en Jefe

*Mercedes Nieves Gómez*  
Editora Invitada

*Claudia Evelina Boeris*  
Secretaria Editorial

*Mario Agustín Sgró*  
Técnico Editorial







## Índice general

Homenaje 150 <sup>o</sup> Aniversario OAC . . . . .	V
Prefacio . . . . .	VII
Foto Grupal . . . . .	IX
<b>SH. Sol y Heliosfera</b>	<b>1</b>
Astrophysics in the heliosphere: interplanetary medium, Sun-Earth coupling and cosmic rays transport. <b>Presentación Premio Sérsic</b>	
<i>S. Dasso</i> . . . . .	1
Expansión de eyecciones coronales de masa y ondas de choque en la corona solar. <b>Informe invitado</b>	
<i>L.A. Balmaceda</i> . . . . .	8
Estudio de los efectos de la actividad solar en el campo magnético terrestre	
<i>H. Berezin, M.F. Montero, P.A. Sallago &amp; C. Giordano</i> . . . . .	15
Characterization of Alfvén fluctuations in the solar wind near Earth	
<i>B.D. Dorsch, S.C. Spago, N.A. Santos &amp; S. Dasso</i> . . . . .	18
Evolution of global magnetic parameters in an active region with recurring ejective events	
<i>M. López Fuentes, M. Poisson &amp; C.H. Mandrini</i> . . . . .	21
Análisis cinemático de una eyección coronal de masa de 10 a 46 radios solares	
<i>L. Di Lorenzo, L.A. Balmaceda &amp; H. Cremades</i> . . . . .	24
<b>SSE. Sistemas Solar y Extrasolares</b>	<b>27</b>
Densidad de partículas en el entorno del asteroide (65803) Didymos debido a su rápida rotación	
<i>N.E. Trógolo, A. Campo Bagatin &amp; F. Moreno</i> . . . . .	27
Estudio de los cambios de la distribución de propiedades espectrales de familias dinámicas de asteroides tipo S con la edad	
<i>E. Tello, M. Melita, Z. Kaňuchová, R. Brunetto &amp; G. Strazzulla</i> . . . . .	30
Impacto de la fotoevaporación en la evolución de discos protoplanetarios en sistemas estelares binarios	
<i>A.E. Correa, M.P. Ronco, M.M. Miller Bertolami &amp; O.M. Guilera</i> . . . . .	33
Detección de exoplanetas alrededor de binarias evolucionadas: QS-Virginis	
<i>M.N. Ramos, L. Gramajo &amp; C. Giuppone</i> . . . . .	36
Simulación numérica 3D del escape atmosférico de un <i>hot</i> -Júpiter	
<i>M.A. Sgró, C. Villarreal D'Angelo &amp; A. Esquivel</i> . . . . .	39
Influencia de la temperatura interna de la Tierra y de la Luna en la evolución dinámica del sistema Tierra-Luna	
<i>S.H. Luna, M.G. Spagnuolo &amp; H.D. Navone</i> . . . . .	42
Estudio de los efectos sistemáticos de SOPHIE+ con algoritmos de aprendizaje automático	
<i>J. Serrano Bell &amp; R.F. Díaz</i> . . . . .	45
<b>AE. Astrofísica Estelar</b>	<b>48</b>
White-dwarf asteroseismology with the <i>TESS</i> space telescope. <b>Presentación Premio Sérsic</b>	
<i>A.H. Córscico</i> . . . . .	48
Las nebulosas planetarias y sus estrellas centrales: una perspectiva evolutiva. <b>Informe invitado</b>	
<i>M.M. Miller Bertolami</i> . . . . .	55

Simulations of fully convective M dwarfs: dynamo action with varying magnetic Prandtl numbers <i>C.A. Ortiz-Rodríguez, D.R.G. Schleicher, P.J. Käpylä &amp; F.H. Navarrete</i> . . . . .	62
Molecular environment of the yellow hypergiant star HD 269953 <i>M. Kraus, M.L. Arias, L.S. Cidale, A.F. Torres &amp; M. Kouniotis</i> . . . . .	65
Evolución en binarias con un agujero negro acretante: un modelo propuesto para V404 Cyg <i>L. Bartolomeo Koninckx, M.A. De Vito &amp; O.G. Benvenuto</i> . . . . .	68
Spectroscopic variability in giant and supergiant massive stars <i>R. Higa, G.A. Ferrero &amp; R. Gamen</i> . . . . .	71
Geometrización de una atmósfera magnética <i>G.M. Vera Rueda &amp; R.D. Rohrmann</i> . . . . .	74
Exploring the magnetism of stars using TESS data <i>J.I. Soto, S.V. Jeffers, D.R.G. Schleicher &amp; J.A. Rosales</i> . . . . .	77
Una nueva región de inestabilidad pulsacional para enanas blancas de baja masa que experimentan <i>flashes</i> de CNO <i>L.M. Calcaferro, A.H. Córscico, L.G. Althaus &amp; K.J. Bell</i> . . . . .	80
Towards a catalogue of massive stars with known absolute masses <i>C.N. Rodríguez &amp; G.A. Ferrero</i> . . . . .	83
Explorando la marca química de formación de planetas: Análisis químico del sistema binario HD 202772A/B <i>M. Flores, M. Jaque-Arancibia, J. Yana Galarza, J. Alacoria, F. Gunella, P. Miquelarena, G. Martín Girardi, D. Calvo &amp; C. Saffe</i> . . . . .	86
Efectos de una nueva prescripción de frenado magnético en la evolución de sistemas binarios ultracompactos <i>M. Echeveste, M.L. Novarino, O.G. Benvenuto &amp; M.A. De Vito</i> . . . . .	89
Caracterización de la actividad magnética de un conjunto de estrellas M a partir de la base de datos de <i>SOPHIE</i> <i>C.G. Oviedo, A.P. Buccino &amp; R.F. Díaz</i> . . . . .	92
Influencia de los efectos de mareas en la evolución del período orbital de sistemas binarios interactuantes <i>M.L. Novarino, M. Echeveste, M.A. De Vito &amp; O.G. Benvenuto</i> . . . . .	95
Caracterización de las curvas de luz en estrellas B evolucionadas <i>M. Ruiz Díaz, A. Alberici Adam, A. Christen, Y. Aidelman &amp; L. Cidale</i> . . . . .	98
Molecular emission of CO in BI Cru with high resolution spectroscopy <i>P.E. Marchiano, M. Kraus, M.L. Arias, A.F. Torres, L.S. Cidale &amp; R. Vallverdú</i> . . . . .	101
<b>SE. Sistemas Estelares</b>	<b>104</b>
The VISCACHA survey: How star clusters tell the Magellanic Clouds' history. <b>Informe invitado</b> <i>B. Dias &amp; the VISCACHA team</i> . . . . .	104
Estudio de la estructura interna de los cúmulos del Survey VISCACHA <i>M.J. Rodríguez, B. Días, F.S.M. Maia, C. Feinstein, G. Baume, L. Kerber &amp; J.F.C. dos Santos Jr</i> . . . . .	109
Kron 27: ¿otro cúmulo globular genuino en la Nube Menor de Magallanes? <i>A.V. Ahumada, L.R. Vega-Neme, F.O. Simondi Romero, R. Asa'd &amp; J.M. Ramos Lázaro</i> . . . . .	112
On the Magellanic Clouds stellar clusters characterization from their integrated spectra <i>F.O. Simondi Romero, A.V. Ahumada &amp; L.R. Vega-Neme</i> . . . . .	115
Runaways collisions in nuclear stellar clusters <i>M.Z.C. Vergara, A. Escala, D.R.G. Schleicher &amp; B. Reinoso.</i> . . . . .	118

Analysis of the presence of mass segregation in NGC 2516 <i>M.S. Pera, G.I. Perren, R.A. Vázquez &amp; H.D. Navone</i> . . . . .	121
An analysis of the twenty-five most distant open clusters <i>G.I. Perren, M.S. Pera, E.E. Giorgi, H.D. Navone &amp; R.A. Vázquez</i> . . . . .	124
Determinación de edades de 3 cúmulos estelares pertenecientes a las Nubes de Magallanes <i>M.I. Tapia-Reina, F.O. Simondi-Romero &amp; A.V. Ahumada.</i> . . . . .	127
<b>MI. Medio Interestelar</b>	<b>130</b>
Emisión (sub)milimétrica polarizada de discos protoplanetarios. <b>Informe invitado</b> <i>M. Fernández López</i> . . . . .	130
Correlaciones entre la morfología de nebulosas planetarias y el tipo espectral de sus estrellas centrales <i>A. Mudrik &amp; W.A. Weidmann</i> . . . . .	137
Studying a hot molecular core embedded in a photodissociation region <i>N.C. Martínez, M.B. Areal &amp; S. Paron.</i> . . . . .	140
A study of the Galactic HI supershell GS 121–05–037 <i>L.A. Suad, J.A. Molina Lera &amp; S. Cichowolski</i> . . . . .	143
Study of the fragmentation of high mass molecular clumps <i>A.D. Marinelli, N. Isequilla, M.E. Ortega &amp; S. Paron</i> . . . . .	146
Estimaciones de densidades y temperaturas electrónicas a partir de dos cocientes de líneas en el rango óptico <i>D.C. Merlo &amp; M.M. Moyano</i> . . . . .	149
Observaciones del remanente de supernova G296.5+10.0 con el satélite XMM-Newton <i>L.K. Eppens, J.A. Combi &amp; E.M. Reynoso</i> . . . . .	152
Estudio morfológico de nebulosas planetarias con GEMINI <i>R.A. Pignata, D. Mast, W. Weidmann &amp; G. Oio</i> . . . . .	155
<b>EG. Estructura Galáctica</b>	<b>158</b>
Distribución y estructura de agrupaciones estelares jóvenes. <b>Informe invitado</b> <i>G. Baume, C. Feinstein &amp; M.J. Rodríguez</i> . . . . .	158
The Galaxy structure across the Vela Gum <i>E.E. Giorgi, M.S. Pera, G. Perren, R.A. Vázquez, G.R. Solivella &amp; A. Cruzado</i> . . . . .	165
<b>AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología</b>	<b>168</b>
Interacciones galácticas: mecanismo primordial en la evolución de las galaxias. <b>Informe invitado</b> <i>S. Alonso</i> . . . . .	168
Characterizing the built-up of extended halos with planetary nebulae <i>A.I. Ennis, J. Hartke &amp; F. Bian</i> . . . . .	175
Relaciones de escala entre sistemas de cúmulos globulares y sus galaxias anfitrionas. ¿Cómo influye el ambiente? <i>B.J. De Bortoli, J.P. Caso, A.I. Ennis &amp; L.P. Bassino.</i> . . . . .	178
Impacto del entorno en la forma de los halos <i>V. Santucho, E. Gonzalez, F. Rodriguez, K. Hoffmann, D. García Lambas &amp; E. Gaztañaga</i> . . . . .	181
Connection between the properties of galaxies in dense environments and their orbital evolution <i>T. Hough, S.A. Cora, R. Haggard &amp; C.A. Vega-Martínez.</i> . . . . .	184

El entorno de sistemas de galaxias enanas <i>C.Y. Yaryura, M.G. Abadi, S.A. Cora &amp; A.N. Ruiz</i> . . . . .	187
Relaciones de escala en discos y esferoides en las simulaciones Illustris-TNG <i>V.A. Cristiani &amp; M.G. Abadi</i> . . . . .	190
Cosmology with cosmic voids <i>C.M. Correa &amp; D.J. Paz</i> . . . . .	193
Más de 5500 nuevas galaxias detrás del plano de la Vía Láctea <i>L.D. Baravalle</i> . . . . .	196
Propiedades astrofísicas de galaxias en los entornos de vacíos cosmológicos <i>A.M. Rodríguez Medrano, F. Stasyszyn, D.J. Paz &amp; A.N. Ruiz</i> . . . . .	199
Alleviating the tension between observed bars and the $\Lambda$ CDM cosmological model <i>O.F. Marioni, M.G. Abadi, S. Gottlöber &amp; G. Yepes</i> . . . . .	202
Synthetic S-PLUS photometry of simulated galaxies in Fornax-like clusters <i>L.J. Zenocratti, M.E. De Rossi, A.V. Smith Castelli, F.R. Faifer, M.L.L. Dantas &amp; L. Sodré</i> . . . . .	205
El origen de las galaxias Ultra-Difusas apagadas en el campo <i>J.A. Benavides, M.G. Abadi &amp; L.V. Sales</i> . . . . .	208
Expected neutrino background for the future ANDES laboratory <i>M.M. Saez, K.J. Fushimi, M.E. Mosquera &amp; O. Civitarse</i> . . . . .	211
Looking for prints of interaction processes in the globular cluster system of NGC 3640 <i>A.I. Ennis, L.P. Bassino &amp; J.P. Caso</i> . . . . .	214
Dark matter signal for the future ANDES laboratory <i>K.J. Fushimi, M.M. Saez, M.E. Mosquera &amp; O. Civitarse</i> . . . . .	217
Connection between the star formation activity and stellar metallicities of galaxies in cosmological simulations <i>S.E. Grimozzi, M.E. De Rossi, J. Trussler &amp; L.J. Zenocratti</i> . . . . .	220
Pares de galaxias en el S-PLUS DR2 <i>M.C. Cerdosino, M.A. Taverna, F. Rodríguez, A.L. O'Mill &amp; L. Sodré Jr</i> . . . . .	223
Autofuerzas sobre partículas escalares en espacio-tiempos de cuerdas cósmicas <i>M.C. Tomasini, E. Rubín de Celis &amp; C.M. Simeone</i> . . . . .	226
Evolución químico-dinámica de galaxias masivas en contexto cosmológico <i>R. Santamaria, M.E. De Rossi &amp; L. Zenocratti</i> . . . . .	229
Near-Infrared Photometry of NGC 253 with Flamingos-2 <i>J.A. Camperi, H. Dottori, G. Günthardt, R.J. Díaz, L.R. Vega Neme &amp; M.P. Agüero</i> . . . . .	232
Estudio del perfil de masa de NGC 3377 mediante diversos trazadores del halo <i>J.P. Caso</i> . . . . .	235
Estudio de las propiedades de AGN en galaxias centrales y satélites en SDSS <i>V.A. Mesa, S. Alonso, G.V. Coldwell, M.F. Duplancic, D.G. Lambas &amp; J.L. Nilo Castellón</i> . . . . .	238
Effects of feedback processes on the effective yields of galaxies <i>M.C. Zerbo, M.E. De Rossi, M.A. Lara-López &amp; L.J. Zenocratti</i> . . . . .	241
Statistical analysis of global properties of galaxies in the direction of the Fornax cluster with S-PLUS <i>J.P. Calderón, A.V. Smith Castelli, E.V.R. de Lima, A.R. Lopes, F. Almeida-Fernandes &amp; C. Mendes de Oliveira</i> . . . . .	244



Unveiling the origin of the bulge of M81 with spectroscopic observations and the TNG50 simulation <i>I.D. Gargiulo, J.P. Caso, C. Escudero, L. Sesto, A. Monachesi &amp; F.A. Gómez.</i> . . . . .	247
The Taffy galaxy pair: optical and radio characterization of an interacting system <i>J. Saponara, A.V. Smith Castelli, F.R. Faifer, C.G. Escudero, C. Mendes de Oliveira, A.C. Krabbe &amp; P. Benaglia</i> .	250
Photometric and Morphological Analysis of Fornax Galaxies through S-PLUS <i>A.V. Smith Castelli, A.R. Lopes, A. Cortesi, P. Dimauro, R. Cid Fernandes, G. Lucatelli, C. Mendes de Oliveira, F. Almeida-Fernandes, J.T.S.C. Batista, D. Brambila, S. Dhiwar, P.A.A. Lopes &amp; K. Saha.</i> . . . . .	253
Insight into the physical processes that shape the metallicity profiles in galaxies <i>B. Tapia, P.B. Tissera, E. Sillero, C. Casanueva, S. Pedrosa, L. Bignone, R. Dominguez Tenreiro &amp; N. Padilla</i> . .	256
Identification of interacting galaxies in the S-PLUS database <i>G.B. Oliveira Schwarz, N.M. Cardoso, A. Cortesi, A.V. Smith Castelli, G. Lucatelli, J. Saponara, Y. Jaffé, L.A. Gutiérrez-Soto, C.R. Bom, A. Krabbe, J.A. Hernandez-Fernandez, F. Ferrari, A.L. Chies-Santos, H.M. Pereira, L. Sodré, C. Lima-Dias, E.V. Lima, F. Caro &amp; C. Mendes de Oliveira</i> . . . . .	259
<b>OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías</b>	<b>262</b>
Detección de un <i>glitch</i> en PSR J1048–5832 desde el IAR <i>E. Zubieta, V. Sosa-Fiscella, J.A. Combi, S. del Palacio, F. Garcia, L. Combi, G. Gancio, C.O. Lousto, F. López Armengol, E. Gutierrez, A. Simaz-Bunzel, F. Fogantini &amp; Colaboración PuMA.</i> . . . . .	262
Colliding winds in ultraluminous X-ray sources <i>L. Abaroa, G.E. Romero &amp; P. Sotomayor Checa.</i> . . . . .	265
Persisting black holes in a bouncing universe <i>D. Pérez &amp; G.E. Romero</i> . . . . .	268
Estrellas híbridas magnetizadas en el contexto de astronomía multimensajera <i>M. Mariani, D. Curin, M.G. Orsaria &amp; I.F. Ranea-Sandoval</i> . . . . .	271
X-ray spectral analysis of the microquasar 1E 1740.7-2942 <i>E.A. Saavedra, P. Sotomayor Checa, F.L. Vieyro &amp; G.E. Romero</i> . . . . .	274
Exploring the formation of supermassive black holes in protostar clusters, incorporating a hydrodynamic treatment <i>P.A. Solar, D.R.G. Schleicher, B. Reinoso &amp; R.S. Klessen</i> . . . . .	277
Search for rapid radio variability in a sample of gamma-ray emitting blazars with the radio telescopes of IAR <i>C.A. Galante, G.E. Romero &amp; G.A. Gancio</i> . . . . .	280
X-ray emission from the microquasar S26 observed by XMM-Newton <i>F.N. Rizzo, P. Sotomayor Checa &amp; G.E. Romero.</i> . . . . .	283
<b>AGE. Astrometría y Geodesia Espacial</b>	<b>286</b>
Desafíos de la Astrometría y la Geodesia Espacial en el tercer milenio. <b>Informe invitado</b> <i>A.M. Pacheco</i> . . . . .	286
Impacto de una mejor distribución de estaciones en las sesiones de VLBI geodésico <i>M.E. Gomez &amp; L.I. Fernández</i> . . . . .	290
Determinaciones del LOD (Length of Day) confirman que el año 2021 será el más corto en décadas <i>V. Rivero, A. Navarro, A.M. Pacheco, R. Podestá, F. de la Jara, V. Quiroga, J. Quinteros &amp; H. Alvis Rojas</i> . . . .	293
<b>ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos</b>	<b>296</b>

El Observatorio Austral de Rayos Gamma de Gran Campo (SWG0)	
<i>A. Pichel, I. Allekotte, L.H. Arnaldi, S.M. Campos, S. Dasso, J.I. García, F. Farfán Carreras, P. Hansen, D. Hoyos, R. Laspiur, A. Mariazzi, D.G. Melo, D. Ravignani, G.E. Romero, A.C. Rovero, G.A. Salazar, V. Serrano &amp; I.D. Vergara-Quispe, por la Colaboración SWGO.</i>	296
Astro-meteorological characterization of CASLEO sites: technical description and evaluation of the data series	
<i>S. Hurtado, J. Blázquez, F. Faijfer, P.F. Pereyra, S.A. Cellone, J.L. Aballay, P.L. Antico, M.A. Giménez, L.A. Mammana, P.G. Ostrov, M.V. Reynaldi &amp; P. Zaninelli</i>	299
Automated code for the selection of targets to be observed with the SAINT-EX telescope	
<i>R.P. Petrucci &amp; Y. Gómez Maqueo Chew.</i>	302
Polarimetric calibration of the Sunrise UV Spectropolarimeter and Imager	
<i>F.A. Iglesias, A. Feller, A. Gandorfer, A. Lagg, T.L. Riethmüller, S.K. Solanki, Y. Katsukawa, M. Kubo, G. Zucarelli, M. Sanchez &amp; the Sunrise team</i>	305
<b>HEDA. Historia, Enseñanza y Divulgación de la Astronomía</b>	<b>308</b>
Doce años de la Olimpiada Argentina de Astronomía. <b>Informe invitado</b>	
<i>A.M. Leiva &amp; M.A. Oddone</i>	308
Diagnóstico sobre la enseñanza de Astronomía en Argentina (primera parte)	
<i>M.A. Corti, D.C. Merlo, M.S. De Biasi, S. Paolantonio &amp; N. Camino</i>	313
Instrumentos resguardados por el Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba 150 años de historia	
<i>S. Paolantonio &amp; D.C. Merlo</i>	316
Lunas de Saturno: una experiencia radial de comunicación de la Astronomía	
<i>M.J. Kanagusuku &amp; F. Rodriguez.</i>	319
Acciones del Museo del Observatorio Astronómico en la valorización histórica institucional	
<i>D.C. Merlo &amp; S. Paolantonio</i>	322
Jornadas de Epistemología e Historia de la Astronomía	
<i>M. Bozzoli, V. Lencinas, S. Paolantonio, D.C. Merlo &amp; O. Silvestro.</i>	325
Nuevas estrategias de enseñanza: unidades didácticas basadas en temas de la Astronomía Cultural	
<i>F.A. Karaseur, J.I. Bastero, S.J. Garófalo &amp; A. Gangui</i>	328
La inserción de la Astronomía Cultural en la educación formal: fundamentos y propósitos	
<i>J.I. Bastero, F.A. Karaseur, S.J. Garófalo &amp; A. Gangui</i>	331
Búsqueda de los sitios de observación del tránsito de Venus de 1882 en Territorio argentino. IV. Santa Cruz.	
<i>G.E. Milesi &amp; R.A. Vázquez</i>	333
<b>Índice alfabético de autores</b>	<b>337</b>



# Astrophysics in the heliosphere: interplanetary medium, Sun-Earth coupling and cosmic rays transport

S. Dasso<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

<sup>2</sup> *Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, FCEN-UBA, Argentina*

Contact / [sdasso@iafe.uba.ar](mailto:sdasso@iafe.uba.ar)

**Resumen** / La heliosfera presenta una gran riqueza y variedad de procesos dinámicos, tales como turbulencia magnetohidrodinámica (MHD), reconexión magnética, relajación a estados lineales libres de fuerzas (i.e., estados de Taylor), inestabilidades en plasmas, difusión y derivas de rayos cósmicos, entre otros. La accesibilidad a observaciones *in situ* de propiedades físicas asociadas con estos procesos convierten a la heliosfera en un sistema único para mejorar nuestro conocimiento y elaborar modelos más avanzados sobre procesos astrofísicos universales que también están presentes en otras escalas y otros objetos fuera de nuestro sistema solar. El medio interplanetario que compone la heliosfera presenta diferentes fases dependiendo tanto de la actividad solar que origina el plasma, el campo magnético y las partículas energéticas que lo componen, como de su evolución a medida que se propaga hacia el medio interestelar local. A lo largo de este trabajo se presentará una revisión de las propiedades principales del medio interplanetario y una puesta al día del conocimiento de los procesos principales que ocurren durante la evolución dinámica de los eventos transitorios más relevantes, denominados *Interplanetary Coronal Mass Ejections* (ICMEs), así como también su vínculo con el acoplamiento Sol-Tierra y con el transporte de rayos cósmicos galácticos.

**Abstract** / The heliosphere presents a huge richness and variety of dynamical processes, such as MagnetoHydrodynamical (MHD) turbulence, magnetic reconnection, relaxation toward linear force free MHD states (i.e., Taylor states), plasma instabilities, diffusion and drift of cosmic rays, among other processes. The accessibility to *in situ* observations of different physical properties associated with these processes makes it a unique system to improve our knowledge and develop more advanced models of universal astrophysical processes that are also present at other scales and objects outside of our solar system. The interplanetary medium that makes up the heliosphere presents different phases, depending on the solar activity that originates the plasma, the magnetic field and the energetic particles that compose it, and on its evolution over time, as it propagates out into the local interstellar medium. The objective of this work is to present a review and the state of the art about the main properties of the interplanetary medium. In particular, about the main physical processes happening during the dynamic evolution of major transient solar events (called *Interplanetary Coronal Mass Ejections*, ICMEs) when they travel towards the Earth, as well as about their link with the Sun-Earth coupling and with the galactic cosmic rays transport.

**Keywords** / Sun: heliosphere — solar wind — interplanetary medium — solar-terrestrial relations — cosmic rays

## 1. Introduction

The solar variability determines the interplanetary plasma and magnetic properties of the heliosphere (i.e., the solar system's magnetic cavity, including the space environment of planets and satellites). Different time/space scales are involved in different solar and interplanetary physical processes, from milliseconds to thousands of years and from the gyro-cycle radius of ions/electrons to the size of the entire solar system. Solar activity can severely affect space and atmospheric planetary conditions, such as solar radiative flux, energetic particles coming from the Sun, variability of the solar wind plasma conditions, and interplanetary transients.

In particular, the interplanetary manifestation of transient solar ejections, called Interplanetary Coronal Mass Ejections (ICMEs), are one of the most important events at time scales of about hours or days and space scales from the solar radius to  $\sim 0.1$  au (e.g., Dasso

et al., 2005b). These solar-interplanetary transients can affect the Sun-Earth coupling level, seriously affecting the geo-space and driving disturbances into the terrestrial magnetosphere and atmosphere. An extra motivation for understanding them at a deeper level is to forecast them, because the ICMEs have some social implications. In particular, some extreme events can negatively affect different modern technology infrastructures in space and on the ground, such as spacecraft losses or large-scale electric power blackouts, (e.g., Baker et al., 2013; Hayakawa et al., 2019; Hapgood et al., 2022).

The Scientific Committee on Solar-Terrestrial Physics (SCOSTEP), which is a thematic body of the International Science Council (ISC), defined its next scientific program as PREDictability of the variable Solar-Terrestrial cOUpling (PRESTO). The present paper will focus on ICMEs and galactic cosmic rays (GCRs) which belong to the core of the key milestones of the PRESTO roadmap for the next 5 years, from 2020 to 2024 (Daglis et al., 2021), and are major and key topics inside Divi-

sion E (Sun and Heliosphere) of the International Astronomical Union.

The paper starts describing large scale (stationary and transient) properties of the interplanetary medium, and also their fluctuations (Section 2). The main physical effects that occur during the transport of GCRs in the solar wind are presented (Section 3). Then, in Section 4, the first Space Weather laboratory located in an Argentine Antarctic base, containing a GCRs detector, is introduced. Finally, the summary and conclusions of this manuscript can be found in Section 5.

## 2. The interplanetary medium

The solar plasma outflows are a natural consequence of the solar corona high temperature. The pressure is much larger at the solar corona than at the outer part of the heliosphere. The pressure gradient wins gravity and originates the super-critical solar wind, transporting solar material to the local interstellar medium with the parcels of magneto-fluid travelling almost radially from the Sun.

### 2.1. The Parker spiral

The interplanetary plasma at large and mesoscales can be modelled using magnetohydrodynamics (MHD). Particularly, many of the plasma regimes can be described in the framework of an almost ideal MHD (i.e., very low magnetic resistivity). This implies that MHD invariants, such as magnetic flux/helicity are almost preserved. The configuration of the Interplanetary Magnetic Field (IMF) raises from the solar rotation and conservation of the IMF flux, and the consequent frozen-in flux (e.g., Russell et al., 2016), forming the so-called Parker spiral, similar to the water spiral created by a garden sprinkler. At the ecliptic plane and at a given heliodistance  $D$  (i.e., distance from the Sun), the angle ( $\alpha$ ), formed between the radial from the Sun and the projection of the IMF vector on the ecliptic plane, can be theoretically estimated as  $\tan(\alpha) = B_\phi/B_r = \frac{\Omega D}{V_{sw}}$ , where  $B_\phi$  and  $B_r$  are the azimuthal (on ecliptic plane) and radial (from the Sun) components of the IMF,  $\Omega$  is the angular velocity of the solar rotation, and  $V_{sw}$  is the solar wind bulk velocity, which is mainly radial. For a value of  $V_{sw} \sim 400$  km/s, a Parkerian IMF at 1 au is expected to have a direction such as  $\alpha \sim 45^\circ$  for a magnetic sector out-going from the Sun (and  $\alpha \sim -135^\circ$  for a magnetic sector toward the Sun).

Figure 1 shows  $\alpha$  in two different periods of time where the solar wind was characterized as Parkerian (i.e., not disturbed with transient structures, see later in this section). Interplanetary data shown in all figures of this paper were observed from plasma measurements obtained from SWEPAM and MAG instruments aboard the Advanced Composition Explorer (ACE) satellite, which is located at the Lagrange point L1.

Two periods of 6 hours are shown: (a) the upper panel shows data observed (green dots) on June 10, 2002 (from 7 to 13 UT), where  $\alpha \sim -135^\circ$ , it corresponds to a magnetic sector going towards the Sun; (b) the bot-

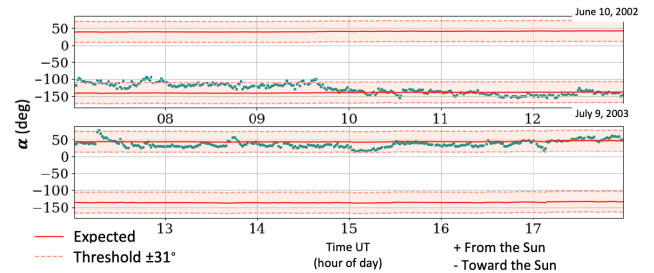


Figure 1: Observations at 1 au of parkerian IMF: (a) *upper panel* where the IMF was in-ward, and (b) *bottom* where the IMF was out-ward to the Sun.

tom panel shows data observed (green dots) on July 9, 2003 (from 12 to 18 UT), where  $\alpha \sim 45^\circ$ , it corresponds to a magnetic sector coming out of the Sun. The solid red lines represent the two (inward/outward polarities) expected values of  $\alpha$  for a Parker IMF, and the red-shadowed area and dashed red lines correspond to its statistical threshold (for more details see Dorsch et al. (2022)). An operative tool presenting the  $\alpha$  angle in real time is available at the website of LAMP (Laboratorio Argentino de Meteorología del espacio: [spaceweather.at.fcen.uba.ar](http://spaceweather.at.fcen.uba.ar)). For more details of operative products and activities developed by the LAMP Space Weather laboratory, see Lanabere et al. (2020b) and Lanabere et al. (2021).

### 2.2. Transient solar wind structures

The Sun's surface presents dark regions in the range of extreme ultra-violet and x-rays, called coronal holes (CHs). CHs were originally recognized as low-density regions and as typical sources of fast solar wind. The activity of the Sun follows a  $\sim 11$  years solar cycle. While the magnetic configuration in the solar atmosphere is mostly nearly dipolar with CHs located around the poles and slowly varying during a solar minimum, in a solar maximum, the corona shows streamer structures and CHs can be found over a wide range of solar latitudes.

From a similar point of view as in section 2.1, and due to the solar rotation, the solar source region of the solar wind provides interplanetary material to different angular sectors. When, at a given solar wind cone, the material was slowly provided in the first place and then a CH provides it in a faster way, a stream interaction region is formed.

These structures, called stream interaction regions (SIRs), evolve with  $D$  and are one of the most important transient structures in the interplanetary (IP) medium, deforming the IMF spiral and, sometimes, producing compression regions (where the fast material reaches the slow fluid) and interplanetary shock waves when the relative velocities are super critical (larger than the active wave modes of the system). When a CH lives more than a solar rotation period, SIRs can be observed repeatedly once every  $\sim 27$  days, and then they are known as co-rotating interaction regions (CIRs).

Coronal Mass Ejections (CMEs) are massive eruptions of magnetized and ionized material from the solar

atmosphere, produced by a destabilization of the magnetic configuration at the corona. The interplanetary manifestation of CMEs (ICMEs) strongly distort the structure of the magnetic field and plasma conditions of the IP medium. One of the distinguishing ICMEs features is the presence of bi-directional streams of energetic (energy  $\sim 80$  -1000 eV) electrons, parallel and/or antiparallel flows of suprathermal energy. This feature is generally viewed as a proxy of connectivity of the ICME's field lines to the Sun (e.g., Dasso et al., 2005a).

Because, generally, the eruption of CMEs is fast, the ejected material forms a shock wave while travelling towards the solar wind, accreting material ahead and forming a plasma sheath between the shock and the ejecta. When observed at 1 au, this is reflected in a typical ICME formed by sub-structures as shown in a superposed epoch constructed by using more than 40 well-behaved events (Masías-Meza et al., 2016).

Magnetic Clouds (MCs) are a sub-set of ICMEs, with specific observed properties (Burlaga et al., 1981): (1) it has an enhanced IMF with respect to the typical environment's solar wind, (2) it presents a smooth and large coherent rotation of the magnetic field vector to an *in situ* observer, and (3) it has a lower temperature than the expected for its bulk velocity (Démoulin, 2009).

This accumulated evidence indicates that MCs are formed by magnetic field lines forming a helical structure (a twisted flux tube called magnetic flux rope, or FR). Interplanetary FRs can be described locally using different MHD equilibrium 2D (symmetry of translation along a main axis) helical models. These models include a cylindrical geometry with different variants of circular force-free fields; oblate geometries such as elliptical or more complex shapes (with the major axis of the ellipse perpendicular to the Sun-Earth direction (e.g., Démoulin & Dasso, 2009b)); magneto static equilibriums as Grad-Shafranov models (e.g., Möstl et al., 2009); etc.

The simplest and most used one is the circular linear force-free model (Lundquist, 1950), which is the theoretically expected MHD structure when relaxation is reached via dissipation of free energy keeping the magnetic helicity constant (i.e., the so-called MHD Taylor states). More details on different models to describe MCs can be found in the review of Dasso et al. (2005a) and references therein. The next step for describing IFRs allows the dynamical evolution of the FR, either considering simple analytical models (as quasi self-similar evolution (e.g., Démoulin & Dasso, 2009a)) or highly demanding MHD numerical simulations (e.g., Scolini et al., 2021).

It is believed that non-MC ICMEs correspond to a trajectory of the S/C passing near the canopy of the FR or to cases in which the FR was strongly distorted.

Figure 2 shows a cartoon of the main structures of the IP medium: the Parkerian solar wind, compression and rarefaction regions associated with SIRs/CIRs, and ICMEs/MCs. The figure shows that the feet of the flux rope inside MCs is attached/anchored to the solar surface. However, they can be attached or detached from the Sun. The magnetic configuration of ICMEs is very different from the typical Parkerian solar wind.

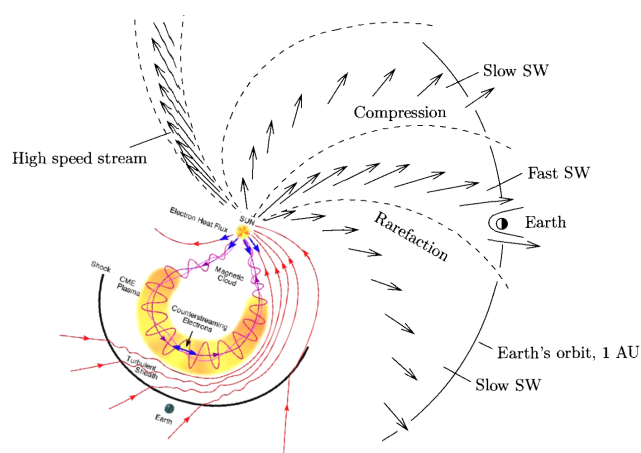


Figure 2: Cartoon showing examples of typical interplanetary structures as SIRs or ICMEs.

Also, interacting ICMEs can be found in the interplanetary medium (Dasso et al., 2009) due to a solar eruption produced after a previous one, with the second event ejected faster.

SIRs/CIRs and ICMEs/MCs are the interplanetary transients that produce the strongest disturbances to the geo-space, and also to the space environment of different planets (see e.g., Dasso et al., 2002, 2009; Molina et al., 2020).

In addition to providing knowledge about the Sun-Earth relation, *in situ* observations of ICMEs can improve our understanding of their solar origin. However, from their launching from the Sun, they evolve in the interplanetary medium under different physical processes that modify their size, magnetic structure and global shape. Furthermore, this evolution has an impact on our abilities to forecast, using remote solar observations, their impact when arriving at the Earth.

Several recent studies have statistically analyzed the evolution of ICMEs from *in situ* observations at different  $Ds$  (see, e.g., Gulisano et al., 2010, 2012; Janvier et al., 2019, and references therein).

ICMEs interact with their environment's solar wind during the journey from the Sun to the outer heliosphere and, since the solar wind total pressure (magnetic plus plasma) strongly decreases for increasing  $D$ , an ICME expansion is expected. The panel (a) in Figure 3 shows the increase in the ICME size ( $S$ ) due to the decrease of the total solar wind environment's pressure.

When observed in a heliospheric frame by a spacecraft, the ICME's bulk plasma velocity typically decreases in magnitude from the front to its back, confirming the expectation that ICMEs are expanding. Furthermore, observations of large samples of events at different  $Ds$ , show that their size increases exponentially with  $D$ , such as  $S/S_{ref} \sim (D/D_{ref})^\zeta$ , where the sub-index  $ref$  indicates a reference value, for instance, near the Sun (e.g., Leitner et al., 2007; Gulisano et al., 2010, 2012).

From a theoretical base, Démoulin & Dasso (2009a) presented evidence about the fact that the physical origin of this expansion is due to the huge decrease in the interplanetary total pressure, which approximately fol-

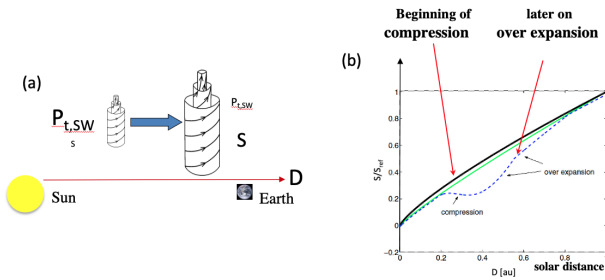


Figure 3: (a): Cartoon showing that, near the Sun, the total pressure is larger than near the Earth. Consequently, the size of the ICME is smaller near the Sun than near the Earth. (b): Figure showing two power laws (see main text) evolution of ICME size  $S$  (black and green lines). Evolution of  $S$  for a disturbed case (dashed blue line), when a local compression from 0.2 to 0.6 au is produced by a fast stream, then, the over-expansion adapts  $S$  to the environment’s pressure when the interaction ends.

lows a power law of  $D$ :  $P_{sw}/P_{sw,ref} \sim (D/D_{ref})^\gamma$ , with  $\gamma \sim 2.8$ . From the conservation of the magnetic flux, a balance between the internal and external pressure, and assuming a quasi-stationary expansion and plasma beta near to zero inside ICMEs, these authors have shown a direct link between  $\gamma$  and  $\zeta$  and a nearly self-similar evolution of the magnetic structure in the solar wind. In particular, for an isotropic expansion, they found the relationship between the solar wind total pressure decay and the ICME expansion rate as  $\zeta = \gamma/4$ . Thus, an expected value of  $\zeta \sim 0.7$ , which is consistent with different observations. Also, from a single case study of two radially aligned spacecraft (ACE at 1 au and Ulysses at  $\sim 5$  au), Nakwacki et al. (2011) found that the observed value for  $\zeta$  is fully consistent with observations at both heliodistances. However, for a certain limited time range during the travel from the Sun, some cases can expand at a different rate or even be in compression (Gulisano et al., 2010). The right panel (b) in Figure 3 shows a possible evolution of  $S$  vs.  $D$  for a local compression during the interaction of the ICME with another transient interplanetary structure, such as a fast stream from a coronal hole.

*In situ* observations provide plenty of information about the FR. This information can be split in scalar quantities and vector ones. For a correct analysis of the last ones, it is necessary to obtain a proper reference frame, and the one oriented as the FR main axis is the most convenient. The left panel in Figure 4 shows a scheme of the FR and the trajectory of the S/C crossing it (its trajectory can be approximated as a straight line because the velocity of the ICME is radial from the Sun and much larger than the velocity of the S/C, which can be approximated as at rest). The minimum distance between the trajectory of the S/C and the FR axis is frequently called “impact parameter” and it divides the observations within the FR into two branches: (1) the in-bound branch (red curve in Figure 4), which takes place when the S/C is entering into the FR, before reaching the minimum distance; and (2) the out-bound branch (blue curve in Figure 4), which happens when

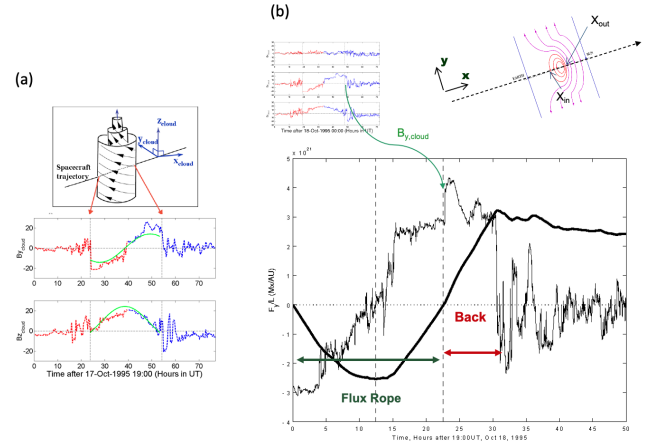


Figure 4: (a): Scheme showing the local system of reference oriented as the FR/cloud. (b): Example of consequences of erosion in a case studied, where a back is present after the closed magnetic structure finished.

the S/C is going out of the FR, after reaching the minimum distance from the FR axis.

Different methods have been used to estimate the FR orientation with *in situ* observations of the IMF. One of the most frequently used is the Minimum Variance method (see e.g., Gulisano et al., 2007; Démoulin et al., 2018, and references therein). The aging effects due to the expansion can pollute the accuracy of the methods to find the FR orientation. Démoulin et al. (2020) recently presented an algorithm to remove the aging effect and obtain the purely spatial magnetic shape of the FR, and, thus, to significantly improve the quality of the FR orientation.

From a case studied, after getting the components of the IMF in the local FR frame and the application of a technique for the computation of the magnetic flux in the two branches (in-bound and out-bound) of the FR, Dasso et al. (2006) found an extra flux in the out-bound branch, which is inconsistent with the presence of a magnetic FR, where the same flux in each branch is expected (for more details see Dasso et al. (2006, 2007)). This empirical result was interpreted as previous magnetic reconnection which produced erosion in the FR, producing its peeling and the presence of a back, see the right panel of Figure 4.

Later statistical studies have shown that the erosion process is present in a large number of FRs, sometimes producing peeling in the front and sometimes peeling the rear end of the FR (Ruffenach et al., 2015).

Numerical estimations from a case studied have shown that the intensity of a geomagnetic storm produced by a FR was reduced by  $\sim 30\%$  due to FR erosion in comparison with a non-eroding FR (Lavraud et al., 2014). This shows that erosion during the travel of ICMEs from the Sun to Earth, can significantly affect the level of geoeffectiveness.

The twist distribution of the IMF field lines inside interplanetary FRs (i.e., number of turns per unit length) is under debate. This is determined by physical processes involved during its eruption from the Sun and by

the dynamical evolution during its interaction with the environment's solar wind. Because *in situ* IMF observations are carried out only along the S/C trajectory, it is necessary to complete observations with theoretical assumptions for modelling the twist. Furthermore, the IMF fluctuations that are present over the large scale IMF significantly increase the noise of the observed B time series and, thus, the bias of the deduced twist.

Recently, using a superposed epoch analysis of a significant sample of MCs, the typical twist distribution in MCs was determined (Lanabere et al., 2020a). It was found that the twist is nearly uniform near the FR core (approximately in the central half), but it increases moderately, up to a factor two, towards the MC outer part.

One of the most important MHD invariants associated with FRs is the magnetic helicity ( $H$ ) (e.g., see the review Dasso, 2009). This quantity is crucially related with the twist distribution of IMF around the FR axis. One of the first statistical estimations of  $H$  in MCs was done by Dasso et al. (2006), where an inter-comparison between  $H$  in MCs in the IP medium and in their solar source region was done, finding a significant agreement. This study also validated the methods to compute  $H$  showing that, typically, the error bars and biases associated with different methods to model it are smaller than the variability of  $H$  for different events. Recently, Démoulin et al. (2016a) developed a statistical quantification of the total solar release of  $H$ , in a solar cycle, via erupting ICMEs.

The global shape of ICMEs can be tracked with imagers in the interplanetary space. However, they do not provide any direct estimation of the general FR properties.

Janvier et al. (2013, 2014, 2015) and Démoulin et al. (2016b) studied different aspects of ICMEs, using *in situ* observations, to constrain the global shape of shock wave and the flux rope axis from local measurements. They performed a statistical analysis of different sets of ICMEs including over more than 10 years of observations, analyzing the distribution of the angles that provide the local orientation of the FR axis and shock surface. A quantitative global shape of the sub-structures forming a typical ICME can be observed in Figure 11 of Démoulin et al. (2016b).

### 2.3. Interplanetary turbulence

Turbulence in the interplanetary medium has been studied developing theories and analyzing *in situ* observations from more than 60 years, finding several multi-scale space-time properties of the turbulence cascade, as it transfers energy from large scale reservoirs through the inertial range to the dissipation scales. A significant number of studies have been carried out using *in situ* single S/C observations, many of them analyzing them at 1 au (e.g., Dasso et al., 2005a), but also analyzing them at different distances from the Sun (e.g., Ruiz et al., 2011). However, all these single S/C studies need to assume the Taylor hypothesis, which allows the transference of the time domain into the space domain (Bruno & Carbone, 2013). Several recent works have analyzed turbulence

properties using simultaneous *in situ* observations at different points (i.e., purely spatial structures), taking advantage of the presence of S/Cs fleets (e.g., Matthaeus et al., 2005; Dasso et al., 2008; Weygand et al., 2009; Osman & Horbury, 2007), and even to decouple space-time from modelling the Eulerian decorrelation of fluctuations (Matthaeus et al., 2010). For more details on turbulence in the solar wind, see the live review of Bruno & Carbone (2013) and references therein.

Plasma macroscopic properties of ICMEs are different in comparison to the typical Parkerian solar wind. Some of them are key to determine the threshold of plasma instability for electromagnetic ion-cyclotron waves (EICWs). From theoretical studies, Dasso et al. (2003) have shown, for the first time, that the right-handed branch of EICWs is unstable in most ICMEs, driving free macroscopic energy to inject into MHD turbulence from different channels, than those found in the solar wind. Then, Matthaeus et al. (2008) found that some turbulent scales are significantly different in ICMEs, with respect to the Parkerian solar wind. This result confirms that turbulent activity in ICMEs is radically different. Other recent studies found significant differences in the waves and turbulent activity (e.g., Telsoni et al., 2020; Kilpua et al., 2020). Yet, there still is a significant amount of unanswered questions when it comes to the specific fluctuation properties in ICMEs.

### 3. Galactic Cosmic Rays

Galactic cosmic rays (GCRs) enter into the heliosphere from the local interstellar medium. They dominate the flux of energetic particles for a range of energy from  $\sim$  GeV to  $\sim 10^5$  TeV and surround the heliosphere as a nearly constant and isotropic bath (e.g., Jokipii, 2010). The GCRs' flux decreases with energy roughly as a power law, varies with heliodistance  $D$  and has a different time variability (mainly due to the solar cycle, the presence of solar wind transients or changes in the turbulence level). The time variability of the GCRs' flux depends on the energy of the particle.

The transport of GCRs in the heliosphere is mainly governed by the combination of four major physical mechanisms: (a) Advection: the magnetized solar wind plasma, while escaping radially from the Sun at velocities of  $\sim 300$ -700 km/s, advects cosmic rays. (b) Diffusion: An irregular motion of energetic particles due to the rugosity of the IMF. (c) Drifts: A large-scale variability of IMF produces coherent guiding-center drifts of GCRs, which is a basic problem of plasma physics (e.g., Jackson, 1998). And, finally, (d) Adiabatic changes on energy: Expansion/Compression of the parcels of fluid in the solar wind produces a decrease/increase of GCRs' energy, mainly due to changes on the separation of scatter centers. The master equation to describe these effects is known as "Parker's transport equation", after Eugene Parker who was the first one to write it (Parker, 1965).

As described in Sections 2.2 and 2.3, all the properties governing the flux of GCRs are significantly different inside ICMEs. Thus, it is expected that, during the passage of ICMEs near the Earth, cosmic rays

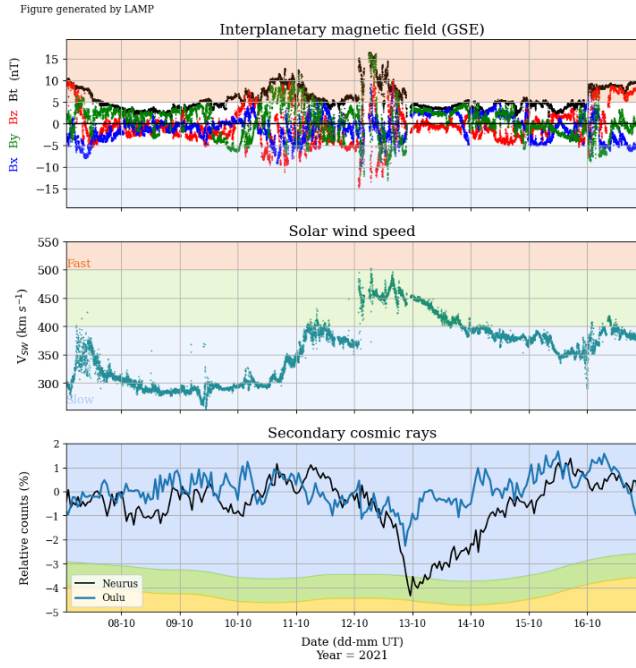


Figure 5: From *upper to bottom panels*: *in situ* observations of IMF at L1 (IP medium, near Earth): components ( $B_x, B_y$  and  $B_z$  in Geocentric Solar Ecliptic System, GSE) and modulus ( $B_t$ ). Bulk plasma velocity. Relative variation of GCRs' flux, as observed by a NM (Oulu) and by Neurus. An ICME (*two upper panels*) and the consequent Forbush Decrease (*bottom panel*) are shown

ground observatories will detect flux variabilities. These decreases have been empirically well-known for several decades (e.g., Forbush, 1937; Cane, 2000), but the detailed causes determining the decrease in each sub-structure of the ICME are still under debate. Other solar wind transients that can produce decreases of GCRs' flux are SIRs (e.g., Gutierrez & Dasso, 2021)

#### 4. The Argentine Space Weather Antarctic Laboratory

Neutron Monitors (NMs) have been the typical ground base instruments, used since the 1950s, to observe the variability of GCRs' fluxes (e.g., Meyer & Simpson, 1955). However, some years ago, other kinds of cosmic rays detectors started to be used for the analysis of IP effects on GCRs' fluxes. One of them is the Water Cherenkov Detector (WCD) (Pierre Auger Collaboration et al., 2011; Dasso et al., 2012; Asorey et al., 2015). Due to the geomagnetic shielding, several NMs are located in Antarctica, obtaining the most important observations.

Almost a decade ago, our LAMP group in the framework of the Space Weather program of the Latin American Giant Observatory (LAGO) collaboration, which is an extended observatory of cosmic rays using WCDs ([www.lagoproject.net](http://www.lagoproject.net)) and is a spin-off of the Pierre Auger Observatory, developed a project and carried out different studies of the site to install a LAGO node at

the Argentine Marambio base in Antarctica, located at 64S/56W and 200 meters asl (see, e.g., Dasso et al., 2015).

A detector (called *Neurus*) was built by LAMP in the space laboratory of IAFE (Institute of Astronomy and Astrophysics, UBA-CONICET), with improvements in comparison with the typical detectors of LAGO, to adapt it to the extreme conditions in Antarctica, which can reach temperatures of  $-40$  Celsius degrees and winds of 300 km/h. Some partial advances of the construction and callibration of *Neurus* were published by advanced students that worked on different tasks (e.g., Coppola et al., 2016).

The project was finally extended and, in the summer campaign of 2018-2019, LAMP deployed its own full Space Weather laboratory at Marambio, where several space weather instruments, besides *Neurus* (that is the Antarctic node of LAGO) are hosted. For the deployment, more than three tons of scientific cargo were taken to Antarctica. An in-house meteorological station (also adapted to extreme conditions), calibrated at the SMN (*Servicio Meteorológico Nacional of Argentina*), was also installed to calibrate the cosmic rays data. The accuracy of the time stamp for the data is guaranteed using a GPS system in a pps mode. The full system has redundancy, and the telemetry from Antarctica to our servers in Buenos Aires uses satellite internet signal, with a delay of only 5 minutes. More details on the current state of the laboratory can be found in Gulisano et al. (2021).

Preliminary results of *Neurus* were published by Santos et al. (2021). They show the validation of the detector from comparisons with NMs. Also, a paper that shows *Neurus*'s capability to measure spatial anisotropy of the GCRs' flux was recently submitted (Santos et al., 2022).

Figure 5 shows, from the upper to the bottom panels, the observed IMF (modulus and components in GSE), the solar wind bulk velocity and the variability of the flux of GCRs observed by two detectors: a NM at Oulu and Neurus WCD at Marambio. From the analysis of this figure we can observe the presence of an ICME, on October 12th, with high values of the IMF, a jump in the solar wind speed (a shock preceding the ejecta), and a consequent Forbush decrease that reaches  $\sim -2\%$  at Oulu and  $\sim -4\%$  at Marambio, with the peak observed at the same time with both detectors.

This kind of figures with real time data on solar wind near the Earth and variations of GCRs' flux from *Neurus* can be found at the web site of the LAMP group: [spaceweather.at.fcen.uba.ar](http://spaceweather.at.fcen.uba.ar) (Lanabere et al., 2021).

#### 5. Summary and Conclusions

The heliosphere is a physical scenario presenting a variety of physical processes which are also present in other astrophysical systems. The direct access to *in situ* observations makes it an ideal system to test theories and to improve the modelling of astrophysical processes such as magnetic reconnection, MHD turbulence, transport of energetic particles in astrophysical plasmas, etc.



In this review paper, I presented a brief summary of solar wind properties emphasizing on ICMEs, which are the most geo-effective interplanetary events and are the major cause of GCRs' fluxes decrease near the Earth. A recent LAMP Space Weather laboratory, the first one in an Argentine Antarctic base (Marambio), which is operating since 2019, was also briefly described. In this laboratory, among other instruments, a Water Cherenkov detector called *Neurus* (also a node of LAGO) measures the flux of GCRs, for both basic and fundamental scientific purposes and also for real-time monitoring.

The huge amount of results obtained during the last years have paved the way for significant advances on the knowledge of IP properties and effects on GCRs' transport. However, some key questions are still waiting to be unveiled, mainly, using new fleets of spacecrafts and modern highly demanding numerical simulations.

*Acknowledgements:* SD acknowledges support from the Argentinean grants: PICT-2019-02754 (FONCyT-ANPCyT) and UBACyT-20020190100247BA (UBA).

## References

- Asorey H., et al., 2015, Proc. Sci., ICRC2015, PoS(ICRC2015)142
- Baker D.N., et al., 2013, Space Weather, 11, 585
- Bruno R., Carbone V., 2013, Living Rev. Sol. Phys., 10
- Burlaga L., et al., 1981, J. Geophys. Res., 86, 6673
- Cane H.V., 2000, SSRv, 93, 55
- Coppola M., et al., 2016, BAAA, 58, 278
- Daglis I.A., et al., 2021, Annales Geophysicae, 39, 1013
- Dasso S., 2009, N. Gopalswamy, D.F. Webb (Eds.), *Universal Heliophysical Processes*, vol. 257, 379–389
- Dasso S., Asorey H., Pierre Auger Collaboration, 2012, Adv. Space Res., 49, 1563
- Dasso S., Gómez D., Mandrini C.H., 2002, J. Geophys. Res. Space Phys., 107, 1059
- Dasso S., Gratton F.T., Farrugia C.J., 2003, J. Geophys. Res., 108, 1149
- Dasso S., et al., 2005a, ApJ, 635, L181
- Dasso S., et al., 2005b, Adv. Space Res., 35, 711
- Dasso S., et al., 2006, A&A, 455, 349
- Dasso S., et al., 2007, Solar Phys., 244, 115
- Dasso S., et al., 2008, *International Cosmic Ray Conference, International Cosmic Ray Conference*, vol. 1, 625–628
- Dasso S., et al., 2009, J. Geophys. Res. Space Phys., 114, A02109
- Dasso S., et al., 2015, *Proceedings of Science, PoS(ICRC2015)105*, The Hague
- Démoulin P., 2009, Solar Phys., 257, 169
- Démoulin P., Dasso S., 2009a, A&A, 498, 551
- Démoulin P., Dasso S., 2009b, A&A, 507, 969
- Démoulin P., Dasso S., Janvier M., 2018, A&A, 619, A139
- Démoulin P., Janvier M., Dasso S., 2016a, Solar Phys., 291, 531
- Démoulin P., et al., 2016b, A&A, 595, A19
- Démoulin P., et al., 2020, A&A, 639, A6
- Dorsch B.D., Spago S.C., Santos N. A. Dasso S., 2022, BAAA, "submitted"
- Forbush S.E., 1937, Phys. Rev., 51, 1108
- Gulisano A.M., et al., 2007, Adv. Space Res., 40, 1881
- Gulisano A.M., et al., 2010, A&A, 509, A39
- Gulisano A.M., et al., 2012, A&A, 543, A107
- Gulisano A.M., et al., 2021, BAAA, 62, 280
- Gutierrez C., Dasso S., 2021, BAAA, 62, 13
- Hapgood M., Huixin L., Lugaz N., 2022, Space Weather, 11, 585
- Hayakawa H., et al., 2019, MNRAS, 484, 4083
- Jackson J.D., 1998, *Classical Electrodynamics, 3rd Edition*
- Janvier M., Démoulin P., Dasso S., 2013, A&A, 556, A50
- Janvier M., Démoulin P., Dasso S., 2014, A&A, 565, A99
- Janvier M., et al., 2015, J. Geophys. Res. Space Phys., 120, 3328
- Janvier M., et al., 2019, J. Geophys. Res. Space Phys., 124, 812
- Jokipii J.R., 2010, C.J. Schrijver, G.L. Siscoe (Eds.), *Helio- physics: Evolving Solar Activity and the Climates of Space and Earth*, 243–268
- Kilpua E.K.J., et al., 2020, Annales Geophysicae, 38, 999
- Lanabere V., et al., 2020a, A&A, 635, A85
- Lanabere V., et al., 2020b, Adv. Space Res., 65, 2223
- Lanabere V., et al., 2021, BAAA, 62, 4
- Lavraud B., et al., 2014, J. Geophys. Res. Space Phys., 119, 26
- Leitner M., et al., 2007, J. Geophys. Res. Space Phys., 112, A06113
- Lundquist S., 1950, *Ark. Fys.*, 2, 361
- Masias-Meza J.J., et al., 2016, A&A, 592, A118
- Matthaeus W.H., et al., 2005, Phys. Rev. Lett., 95, 231101
- Matthaeus W.H., et al., 2008, ApJL, 678, L141
- Matthaeus W.H., et al., 2010, ApJL, 721, L10
- Meyer P., Simpson J.A., 1955, Phys. Rev., 99, 1517
- Molina M.G., et al., 2020, Solar Phys., 295, 173
- Möstl C., et al., 2009, Solar Phys., 256, 427
- Nakwacki M.S., et al., 2011, A&A, 535, A52
- Osman K.T., Horbury T.S., 2007, ApJ, 654, L103
- Parker E.N., 1965, Planet. Space Sci., 13, 9
- Pierre Auger Collaboration, et al., 2011, J. Instrum., 6, 1003
- Ruffenach A., et al., 2015, J. Geophys. Res. Space Phys., 120, 43
- Ruiz M.E., et al., 2011, J. Geophys. Res., 116, A10102
- Russell C.T., Luhmann J.G., Strangeway R.J., 2016, *Space Physics - An Introduction*, 1st ed. ed., Cambridge Univ. Press, New York, NY
- Santos N.A., et al., 2021, BAAA, 62, 16
- Santos N.A., et al., 2022, Solar Phys., "submitted",
- Scolini C., et al., 2021, A&A, 649, A69
- Telloni D., et al., 2020, ApJL, 905, L12
- Weygand J.M., et al., 2009, J. Geophys. Res. Space Phys., 114, A07213



# Expansión de eyecciones coronales de masa y ondas de choque en la corona solar

L.A. Balmaceda<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *George Mason University, EE.UU.*

<sup>2</sup> *Goddard Space Flight Center, National Aeronautics and Space Administration, EE.UU.*

Contacto / lbalmace@gmu.edu

**Resumen** / Las Eyecciones Coronales de Masa (ECMs) son uno de los fenómenos solares que causan el mayor impacto en la meteorología espacial. No sólo suelen producir las perturbaciones geomagnéticas más intensas, sino también contribuyen a la aceleración de partículas de altas energías a distancias cercanas al Sol que son luego detectadas en el medio interplanetario. Con el fin de aumentar nuestro conocimiento sobre la variabilidad de las condiciones del ambiente de radiación en el geoespacio y además contribuir al desarrollo de herramientas para su predicción, es que resulta de particular interés, cuantificar las propiedades físicas de los fenómenos solares que causan dicha variabilidad (ECM, ondas de choques, fulguraciones). En la actualidad, esto es posible gracias a la gran abundancia de misiones espaciales destinadas al monitoreo continuo de la actividad del Sol. En este informe discutimos el análisis de observaciones en el extremo ultravioleta y luz blanca obtenidas a alta cadencia temporal y desde múltiple puntos de vista de ECM/ondas de choque a distancias heliocéntricas de 1 a 15 radios solares. Nuestra atención se centra en la expansión de ECMs durante su propagación en la heliosfera. En particular, se explora la validez de la condición de evolución autosimilar de ECMs a diferentes distancias del Sol, a menudo utilizada en modelos teóricos y de predicción, y se analiza la fase de hiperinflación durante los primeros instantes en la evolución de ECMs. El estudio de esta fase es fundamental para avanzar en el conocimiento de la conexión entre los diferentes fenómenos que tienen lugar también durante erupciones solares: ECMs, fulguraciones, formación de ondas de choque y aceleración de partículas energéticas.

**Abstract** / Coronal Mass Ejections (CMEs) are one of the most important drivers of space weather. Not only these phenomena cause the strongest geomagnetic disturbances but also contribute to the acceleration of energetic particles near the Sun and later detected in the interplanetary medium. In order to increase our knowledge on the variability of the conditions in the ambient geospace and also help developing prediction tools, it is necessary to appropriately quantify the physical properties of the solar drivers (CMEs, shock waves, solar flares). Nowadays, this is possible thanks to the wealth of space missions continuously monitoring the Sun. In this report, we discuss the analysis of extreme ultraviolet (EUV) and white-light observations from multiple viewpoints of CMEs/shock waves at heliocentric distances from 1 to 15 solar radii. Our focus is the expansion of CMEs during their propagation in the heliosphere. In particular, we explore the validity of the autosimilar condition often used in theoretical and prediction models, and analyze the hyper-inflation phase in the early evolution of CMEs. The study of this phase is fundamental to advance in our knowledge of the connection between the different phenomena occurring along with solar eruptions: ECMs, solar flares, the formation of shock waves and solar energetic particles acceleration.

*Keywords* / Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: corona — Sun: activity

## 1. Introducción

Las eyecciones coronales de masa, ECMs o también *CMEs*, así llamadas por sus siglas en inglés: *Coronal Mass Ejections* fueron descubiertas en la década del 70, cuando comenzaron las observaciones de la corona solar en luz blanca desde el espacio (Tousey & Koomen, 1972). Para ello se diseñaron coronógrafos, cuyas imágenes registran la luz de la fotosfera del Sol reflejada por los electrones libres en la corona, a través del proceso de emisión denominado dispersión Thomson. Desde entonces, varias misiones espaciales incluyeron instrumentos especialmente dedicados al estudio de la corona solar a diferentes distancias de Sol (Tabla 1). Las primeras imágenes de ECMs fueron obtenidas con los coronógrafos en luz blanca del *Naval Research Laboratory (NRL)*

y *High Altitude Observatory (HAO)* a bordo de las misiones *7th Orbiting Solar Observatory, OSO-7* (Koomen et al., 1975) y *Skylab* (MacQueen et al., 1974). A estos coronógrafos les siguieron *Solwind* (Sheeley et al., 1980) y el *Coronagraph/Polarimeter (C/P)*, MacQueen et al., 1980) a bordo de los satélites *P78-1* y *Solar Maximum Mission, SMM*.

Los instrumentos de las primeras misiones permitieron determinar por primera vez las propiedades de las ECMs, establecer la importancia de estos fenómenos, llevar a cabo los primeros análisis estadísticos, descubrir la dependencia con el ciclo solar, la relación con ondas de choque, y estudiar la morfología (Gosling et al., 1974; Howard et al., 1985; Hundhausen, 1993). Estas observaciones, sin embargo, tenían ciertas limitaciones debidas a la corta duración de las misiones, la intermitencia en el

Tabla 1: Misiones espaciales dedicadas a la observación de la corona solar en luz blanca

Misión	Instr.	Periodo	Campo [Rs]
OSO-7	NRL	1971–1973	2.8–10.0
Skylab	HAO	1973–1974	1.5–6.0
P78-1	Solwind	1979–1985	2.6–10.0
SMM	C/P	1980	1.6–4.1
		1984–1989	
SOHO	LASCO-C2	1995–present	2.2–6.0
	LASCO-C3	1995–present	3.7–32.0
STEREO	COR1	2007–present	1.5–4.0
	COR2	2007–present	2.5–15.0

ciclo de observaciones, campo de visión limitado, baja resolución espacial y baja cadencia temporal que impedían un estudio más completo de la naturaleza de las ECMs.

A partir del año 1995, el lanzamiento de la misión *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO, Domingo et al., 1995), hizo posible el monitoreo continuo de la corona solar y en particular de las propiedades de ECMs, gracias a la alta resolución espacial, mejor cadencia y rango dinámico de los instrumentos a bordo, en comparación con sus antecesores. La misión, originalmente pensada con una duración de 2 años, actualmente sigue en operación y continúa proveyendo de imágenes de la corona en luz blanca cubriendo distancias hasta 30 radios solares con los instrumentos *Large Angle Spectroscopic Coronagraph* (LASCO, Brueckner et al., 1995). En el año 2007, fue lanzada una nueva misión espacial: la *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO, Kaiser et al., 2008). Esta misión, originalmente consistía de dos naves gemelas orbitando alrededor del Sol a una distancia de 1 unidad astronómica pero en sentidos opuestos para obtener imágenes desde diferentes perspectivas\*. Forman parte de la suite *Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation* (SECCHI, Howard et al., 2008), los coronógrafos COR1 y COR2, además de cámaras heliosféricas y en el extremo ultravioleta (EUV). Ambas misiones han contribuido enormemente al estudio de la corona solar y al entendimiento de una gran diversidad de fenómenos observados en esta región de la atmósfera solar (ver, por ej., Schwenn, 2006; Temmer, 2021).

En particular, en el presente informe nos centraremos en algunos de los aspectos de ECMs obtenidos a partir del análisis de datos principalmente de estas dos misiones. En la Sec. 2 abordaremos ECMs del tipo de cuerda de flujo magnético. En la Sec. 3 discutiremos el análisis de la evolución autosimilar de ECMs en la baja corona (a distancias menores a 4 radios solares), la corona media (a distancias de 4 a 15 radios solares) y el medio interplanetario (hasta 1 unidad astronómica). En la Sec. 4 analizaremos la fase de hiperinflación durante los primeros instantes de la evolución de ECMs y finalizaremos con una breve discusión en Sec. 5.

\*En la actualidad, sólo una de estas naves, STEREO-A se encuentra aún en operación

## 2. Eyecciones Coronales de Masa del tipo Cuerdas de flujo

Basado en el conocimiento obtenido a partir de las observaciones en luz blanca desde las primeras misiones (Hundhausen et al., 1984), y principalmente provistas por los coronógrafos LASCO, Schwenn (2006) define una Eyección Coronal de Masa como “una estructura nueva, discreta observada en luz blanca que atraviesa el campo de visión de un coronógrafo en un intervalo de tiempo que va de minutos a horas”.

A esta definición, basada en el aspecto puramente observacional, Vourlidas et al. (2012) le agrega una mención a la naturaleza magnética de las ECMs para distinguirlas de otros transitorios coronales observados en luz blanca: “una Eyección Coronal de Masa del tipo cuerda de flujo magnético es la erupción de una estructura magnética coherente con un ancho angular de al menos  $40^\circ$  y que alcanza una distancia de  $10 R_\odot$  en un intervalo de tiempo que va de minutos a horas”.

El término *cuerda de flujo magnético* se define como un conjunto de líneas helicoidales de campo magnético que giran en torno a un eje. Desde el punto de vista teórico, la mayoría de los modelos y simulaciones de magnetohidrodinámica (MHD) de ECMs requieren la presencia de una cuerda de flujo (Liu, 2020). En la actualidad, sin embargo, aún no ha sido posible responder el interrogante pendiente de si la cuerda de flujo se forma antes o durante la erupción (Liu, 2020; Vourlidas et al., 2012).

Desde el punto de vista observacional, por otra parte, la vasta colección de imágenes de la corona en luz blanca proporcionada por coronógrafos desde el espacio permitió determinar las diferentes partes en una ECM. Desde las primeras observaciones de Hundhausen et al. (1984) se determinó que las ECMs muestran, en su gran mayoría una estructura de tres partes principales: un frente brillante, seguido de una región oscura denominada cavidad y muchas veces mostrando un núcleo brillante. La cavidad corresponde a la cuerda de flujo cuando ésta es observada a lo largo de su eje. Además, cuando la ECM es lo suficientemente rápida, un nuevo frente seguido de una región más difusa, la vaina, es también visible. Esta estructura de cinco partes corresponde a la ECM-cuerda de flujo (con sus tres partes), la región de compresión y el frente de la onda, posiblemente de choque (Vourlidas & Ontiveros, 2009; Vourlidas et al., 2012).

Sin embargo, la orientación de la estructura tridimensional de la cuerda de flujo relativa a la línea de la visual da lugar a una gran variedad de apariencias geométricas cuando observada en luz blanca (Gibson & Low, 1998). Además, la apariencia de una ECM en luz blanca depende de la distancia de la estructura al plano del cielo, por lo que no es siempre posible identificar características de cuerda de flujo (estructura de tres partes, presencia de la región de cavidad) en las imágenes de coronógrafos (Vourlidas et al., 2017; Balmaceda et al., 2018; Vourlidas et al., 2020). Por ejemplo, tras inspeccionar la base de datos CDAW (*Coordinated Data Analysis Workshops*, Yashiro et al., 2004; Gopalswamy et al., 2009) de ECMs medidas en las imágenes de LASCO, Vourlidas et al. (2012) encontraron que tan sólo

40 % de las ECMs observadas muestran características de cuerda de flujo. Este porcentaje, sin embargo, sube a 70 % cuando se analizan las observaciones simultáneas de las dos naves *STEREO* para el periodo 2007–2014 (Vourlidas et al., 2017).

Las observaciones casi simultáneas de la corona desde la perspectiva terrestre y desde la cambiante posición de las naves *STEREO* permitió, como era de esperarse, determinar por primera vez la estructura tridimensional de las ECMs (para un recuento histórico del estudio de la morfología de ECMs el lector puede referirse a Cremades, 2016). Las novedosas observaciones de ECMs proporcionadas desde diferentes perspectivas por las naves *STEREO* permitieron avanzar en la determinación de la morfología y geometría tridimensional de estas estructuras. Para ello se desarrolló el modelo de “Cascarón o armazón cilíndrico graduado” (en inglés *Graduated Cylindrical Shell*, *GCS*, Thernisien, 2011), que tiene como objetivo reproducir la estructura de cuerda de flujo de las ECMs vista desde diferentes ángulos. El modelo geométrico consiste en una sección cilíndrica para el frente de la ECM unida en sus extremos a dos piernas cónicas ancladas en el Sol. Una cáscara brillante representa la superficie mientras que la cavidad representa a la propia cuerda de flujo (Chen et al., 1997; Cremades & Bothmer, 2004; Cremades et al., 2006).

Imágenes del Sol en el extremo ultravioleta, entre tanto, permiten estudiar la evolución temprana de las ECMs, donde los coronógrafos en luz blanca operando desde el espacio en la actualidad se ven limitados por la baja cadencia (5 minutos en el mejor de los casos) y la imposibilidad de tomar imágenes de la corona a distancias menores a 1.4 radios solares. Análisis de los datos provistos por el *Atmospheric Imaging Assembly*, *AIA*, a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory*, *SDO*, (Lemen et al., 2012) y el *Extreme UltraViolet Instrument*, *EUVI*, de la misión *STEREO* (Howard et al., 2008) indican que en los primeros instantes de la evolución de ECMs, éstas presentan el aspecto similar al de una burbuja, con un frente brillante bien definido y la región interna con una disminución significativa en intensidad (Patsourakos et al., 2010; Cremades et al., 2020). Observaciones en EUV indican también que en muchos casos, acompañando la erupción de ECMs es también posible identificar frentes de onda propagándose en la superficie del Sol conocidas como ondas EUV (Patsourakos & Vourlidas, 2012).

### 3. Evolución autosimilar de ECMs

#### 3.1. En la baja corona

El concepto de evolución autosimilar de ECMs fue introducido por Low (1984), al proponer un modelo MHD para describir ECMs. Sin embargo más tarde, las observaciones de Low & Hundhausen (1987) tras analizar el campo de velocidad de una ECM en imágenes del coronógrafo a bordo de *SMM* indicaron lo contrario. Los autores concluyeron que un comportamiento autosimilar no era una buena aproximación, sino más bien una simplificación tal vez exagerada al menos a distancias de  $\sim 1.5$  a  $\sim 4$  radios solares. Si bien se han acumulado

desde los años 70 una gran cantidad de imágenes de la corona solar en luz blanca, la gran mayoría de las observaciones desde el espacio cubre distancias mayores a 1.5 radios solares. Por esta razón, la idea de evolución autosimilar de ECMs era ampliamente aceptada basada principalmente en las observaciones de un ancho angular constante en la mayoría de los casos. En contraste, las observaciones en la baja corona, utilizando imágenes del disco solar en EUV, coronógrafos en luz blanca desde Tierra y coronógrafos en líneas de emisión a menudo indicaban que no sólo ECMs experimentan una gran expansión durante los primeros instantes de su evolución (St. Cyr et al., 1999), sino también que tal expansión es asimétrica (Harrison, 1986; Zhang et al., 2004).

#### 3.2. En la corona media

La evolución del ancho angular y su tasa de cambio, es decir la velocidad de expansión, son parámetros importantes para una descripción completa de la evolución de ECMs. Sin embargo, éstos no se encuentran entre las propiedades generalmente provistas en catálogos de ECMs. Por ejemplo, el catálogo manual *CDAW* Yashiro et al. (2004); Gopalswamy et al. (2009), sólo lista el valor del ancho angular una vez que éste alcanza un valor constante. Los catálogos automáticos, *SEEDS* (*Solar Eruptive Events Detection System*, Olmedo et al., 2008) y *CACTUS* (*Computer Aided CME Tracking*, Robbrecht & Berghmans, 2004) también reportan un único valor. Una excepción es el catálogo *MVC* (*Multi-Viewpoint CME*, Vourlidas et al., 2017) que contiene una lista de las ECMs observadas simultáneamente por las naves *STEREO*. Midiendo la velocidad de expansión de 1101/646 eventos observados por *STEREO-Ahead* (STA)/*STEREO-Behind* (STB), Vourlidas et al. (2017) encontraron valores característicos de 377 y 435 km s<sup>-1</sup> para STA y STB, respectivamente. Posteriormente, el análisis de Balmaceda et al. (2018) determinó que el error residual estándar de la comparación de la velocidad de expansión medida desde los diferentes puntos de vista de STA y STB para el mismo evento, es de 45–57 %, independientemente de la separación de las naves.

Balmaceda et al. (2020), por otra, parte demostró que a distancias heliocéntricas de 2.5 a 15 radios solares, la relación entre la expansión lateral y la expansión radial de ECMs es lineal y no cambia con la altura. Dicho análisis incluyó la comparación de las diferentes componentes de velocidad: velocidad de expansión lateral ( $V_{lat}$ ), velocidad del centroide o centro geométrico ( $V_{bulk}$ ) y velocidad del frente ( $V_{front}$ ), medidas como se indican en la Fig. 1. Las ECMs fueron divididas en dos grupos: aquellas en las que la línea de la visual coincide con el eje de la ECM (denominadas de tipo F, panel superior en Fig. 1), y aquellas en el que el eje de la ECM es perpendicular a la línea de la visual (denominadas de tipo L, panel inferior en Fig. 1). Se encontró también que la tasa de la velocidad del centroide de la ECM con la velocidad de expansión lateral ( $V_{bulk}/V_{exp}$ ) es una función del ancho angular que se desprende de la descripción de una evolución autosimilar. Analizando el perfil de velocidad de expansión, Balmaceda et al. (2020) estimaron el porcentaje de ECMs que alcanzan una evo-

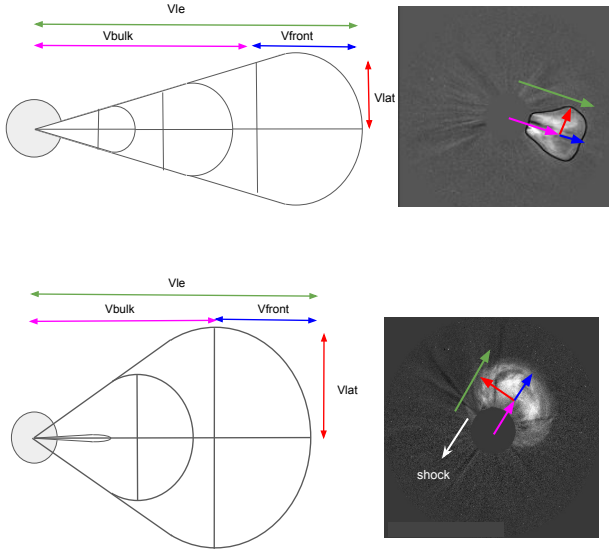


Figura 1: *Izquierda*: Esquema mostrando las diferentes componentes de la velocidad para la vista axial (panel superior) y lateral (panel inferior) de ECMs. *Derecha*: Las mismas cantidades son indicadas en imágenes del coronógrafo COR2. Figura de Balmaceda et al. (2020).

lución autosimilar a diferentes distancias heliocéntricas (ver Tabla 2). A distancias de 4 radios solares, al menos un 30 % de ECMs ya parece cumplir esta condición, en tanto que una gran mayoría de ECMs (65-70 %) alcanzan una evolución autosimilar en la corona media, a distancias menores de 15 radios solares.

	ECM tipo	Distancia Heliocéntrica [ $R_{\odot}$ ]			
		4	6	10	15
Prop.	F	33 [28,38]	41 [36,46]	60 [54,65]	68 [63,73]
	L	47 [38,55]	51 [42,59]	76 [69,83]	77 [70,84]
%	F,L	37 [33,42]	43 [39,48]	65 [60,69]	70 [66,74]

Tabla 2: Porcentaje de ECMs que se comportan autosimilarmente a diferentes distancias. Adaptada de Balmaceda et al. (2020).

### 3.3. En el medio interplanetario

Las velocidades de expansión medidas a distancias menores a 15 radios solares son mucho más altas que los valores estimados a partir de medidas in-situ en el medio interplanetario. Valores típicos son del orden de 28 [-56, 270]  $\text{km s}^{-1}$ , según reporta Nieves-Chinchilla et al. (2018) a partir del análisis de 298 eyecciones de masa que muestran un cambio monotónico en las componentes del campo magnético en el medio interplanetario observadas por el satélite *Wind* en el periodo 1995-2015. Esto sugiere que las estructuras deben experimentar una relajación significativa y por lo tanto una importante pérdida de energía durante su propagación en la heliosfera interna.

Para explicar las velocidades de expansión estimadas a partir de mediciones a 1 unidad astronómica, Démou-

lin & Dasso (2009) propusieron un modelo en el que la velocidad de expansión de ECMs detectadas in-situ como nubes magnéticas es proporcional al radio de la sección transversal y a la velocidad global de la estructura. En este modelo, la causa principal de la expansión es atribuida a la rápida disminución de la presión total del viento solar a medida que se aleja del Sol. En condiciones típicas del viento solar, Démoulin & Dasso (2009) encontraron que una cuerda de flujo libre de fuerzas tendrá una expansión autosimilar. Se espera entonces, que la hipótesis de una expansión autosimilar sea válida para un gran número de ECMs propagándose en el espacio interplanetario (Démoulin & Dasso, 2009). Gulisano et al. (2012) encontraron que éste es el caso para 14 eventos en una muestra de 46 nubes magnéticas.

## 4. La fase de hiperinflación en la evolución temprana de ECMs

En esta sección retomamos el análisis de la condición de autosimilitud en la baja corona, es decir a distancias heliocéntricas donde tiene lugar la fase de formación de la ECM.

En un estudio reciente, Cremades et al. (2020) analizaron la evolución de ECMs en tres dimensiones desde su origen combinando imágenes en EUV hasta el campo de visión de coronógrafos en luz blanca. Aprovechando las ventajas de observaciones desde múltiples puntos de vista, el estudio confirmó que las ECMs no se comportan de manera autosimilar y experimentan una rápida expansión a distancias heliocéntricas menores a 4 radios solares. Los autores midieron el ancho angular de ECMs en las direcciones axial y lateral (AWD y AWL en Fig. 2) y comprobaron que éste aumenta considerablemente a distancias menores a 3 radios solares. Para ambas direcciones encontraron que sólo a partir de aproximadamente 4 radios solares, el ancho angular se mantiene constante sugiriendo una expansión autosimilar. El análisis de Cremades et al. (2020) también indica que ECMs se expanden asimétricamente en la baja corona, con velocidades de expansión lateral superando los valores de la tasa de expansión axial.

Las observaciones de EUV y coronógrafos en luz blanca desde diferentes perspectivas son fundamentales para ayudar a dilucidar los procesos físicos que tienen lugar en los primeros instantes de la formación y evolución de la ECM. La región en la que éstos se desarrollan, 1-4 radios solares, es también la región donde se las ECMs causan ondas de choque (Patsourakos et al., 2010; Kozarev et al., 2011; Cheng et al., 2012) y se produce aceleración de partículas (Schwadron et al., 2015).

### 4.1. Selección de Eventos, Datos y Métodos

Con el fin de avanzar en el conocimiento del perfil cinemático y dinámico en 3D, no sólo de la ECM sino también de la onda asociada en la baja corona, Balmaceda et al. (2022) analiza eventos que exhiben una clara apariencia de una burbuja en imágenes del EUV. Estos eventos son los primeros candidatos para

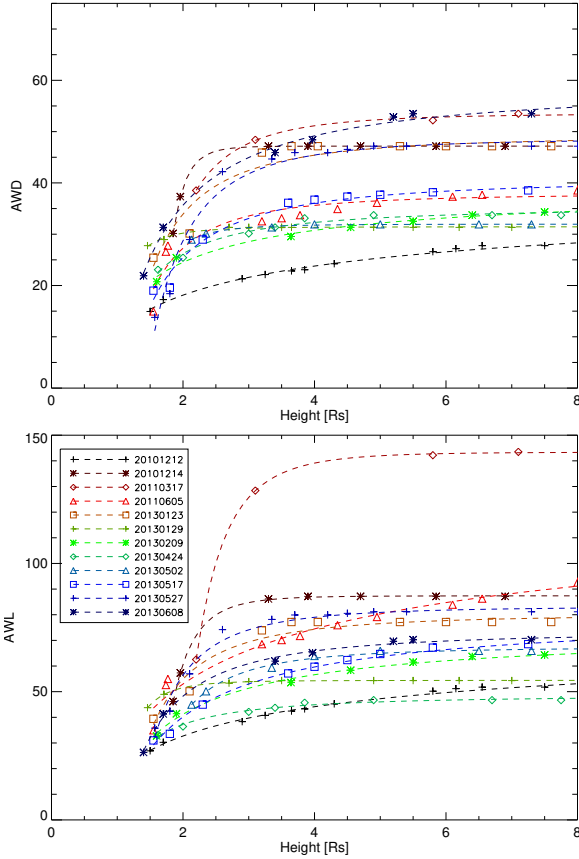


Figura 2: Ancho angular de ECMs vs. la distancia heliocéntrica en radios solares. Figura tomada de Cremades et al. (2020).

estudiar la fase de expansión temprana en ECMs y la formación de ondas. Para ello, se utilizan imágenes de dos bases de datos primarias: *AIA* y *EUVI-A/B* en las longitudes de onda: 193Å y 171Å y 195Å, respectivamente. Las imágenes de *AIA* están disponibles desde el año 2010 en tanto que *EUVI-A/B* cubren el intervalo de tiempo: 2007-presente y 2007-2014, respectivamente. Los eventos son preseleccionados tras analizar diferentes listas y catálogos de fenómenos solares:

- Catálogo CASHEw (*Coronal Analysis of SHocks and Waves*)\*\*,
- Listas de fulguraciones de *EUVI*\*\*\* y del *NJIT*\*\*\*\*,
- Catálogos de ECMs de *LASCO*†,
- Catálogos de ECMs de *COR2*‡.

A continuación, la morfología 3D de la ECM y de la onda es obtenida a partir de la comparación de las imágenes desde diferentes puntos de vista y el ajuste por medio de dos modelos geométricos separados: el modelo GCS de Thernisien (2011) y el modelo elipsoidal de

\*\*<http://helio.cfa.harvard.edu/cashew/>

\*\*\*[http://secchi.lmsal.com/EUVI/euvi\\_autodetection/euvi\\_events.txt](http://secchi.lmsal.com/EUVI/euvi_autodetection/euvi_events.txt)

\*\*\*\*<http://solarflare.njit.edu>

†[https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)

‡<http://solar.jhuapl.edu/Data-Products/COR-CME-Catalog.php>

Kwon et al. (2014). En la Fig. 3 se muestran los parámetros de interés en el modelo de cuerda de flujo (ECM) y el elipsoide (onda) indicados con los superíndices F y E, respectivamente. Éstos son: la altura del centro y frente de la ECM:  $H_c^F$  y  $H_t^F$ ; la altura del centro y frente de la onda:  $H_c^E$  y  $H_t^E$  que se utilizan para determinar el perfil de propagación de ambos fenómenos. Por otra parte, el perfil de expansión de la ECM es determinado a partir del análisis de la variación del semiancho angular en las direcciones axial y lateral indicados por  $W_e^F$  y  $W_f^F$  (los subíndices e y f corresponden al término en inglés: *edge-on* y *face-on*). Para determinar el perfil de expansión de la onda, se analiza la variación de los semiejes  $a$  y  $b$  del elipsoide en las direcciones perpendicular al movimiento.

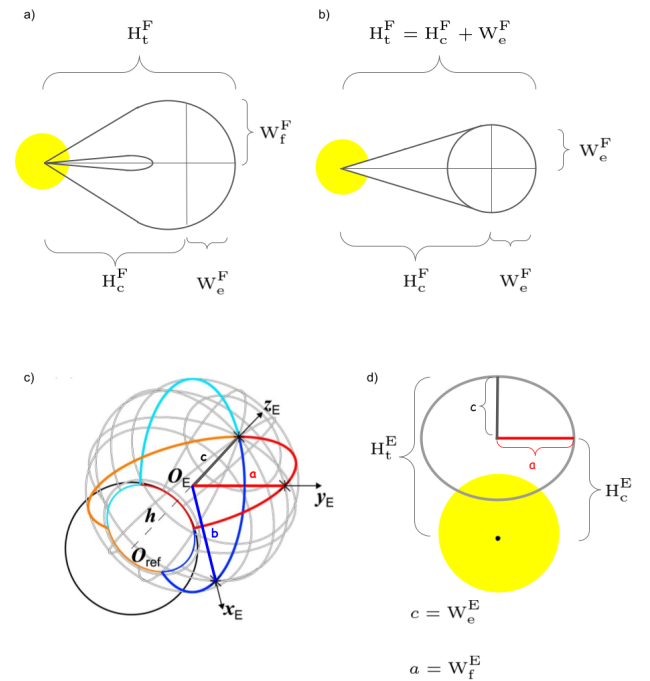


Figura 3: Parámetros de interés de los modelos geométricos 3D para la cuerda de flujo/ECM (*panel superior*) y la onda (*panel inferior*). a) Vista lateral de la cuerda de flujo. b) Vista axial de la cuerda de flujo. c) Modelo elipsoide (adaptado de Kwon et al., 2014). d) Ejemplo de una proyección del elipsoide en el plano.

## 4.2. La evolución 3D de la ECM y la onda

La Fig. 4 muestra el perfil cinemático de la expansión de la ECM y la onda también detectada en las imágenes en EUV el día 7 de junio de 2011. En el panel superior se presenta la variación de la distancia lateral en las direcciones axial y lateral (curvas azul y fucsia) de la ECM y de los semiejes del elipsoide que describe la onda (curvas en naranja). En los primeros instantes, hasta aproximadamente las 06:28 TU, a distancias menores a 1.5 radios solares, los semiejes del elipsoide no difie-

ren significativamente de las distancias laterales de la ECM. No es posible distinguir las dos estructuras separadamente. Ambas estructuras están acelerando lateralmente. El pico en la velocidad de expansión de la ECM de aproximadamente  $600 \text{ km s}^{-1}$ , sin embargo ocurre minutos antes del pico en la velocidad de la onda que alcanza valores del orden de  $1000 \text{ km s}^{-1}$ .

La expansión lateral de la ECM causa la compresión del plasma en el medio y produce un frente de onda que permanece cercano al flanco de la ECM hasta que ésta comienza a desacelerar (cerca de las 06:30 TU). La onda escapa entonces con suficiente energía para alcanzar las altas velocidades observadas. A partir de este momento, la onda es claramente detectada en las imágenes, separada de los flancos de la ECM. El área verde en la Fig. 4 indica la duración de la emisión en radio de tipo II. Este tipo de emisión indica la formación de una onda de choque. Ha sido reportado que cuando el fenómeno que la causa es una ECM, esta emisión puede provenir de los electrones siendo acelerados en el frente o en los flancos de la ECM, debido a la expansión lateral (Kozarev et al., 2011; Demoulin et al., 2012).

La Fig. 5 presenta la variación temporal de la razón de aspecto ( $H_c^F/W_{e,f}^F$ ) de la ECM. La curva en negro representa una estimación de la tasa de cambio en la energía magnética, dada por la derivada del flujo en rayos X blandos (Dennis & Zarro, 1993). Nuevamente, el área en verde indica la duración de la emisión en radio del tipo II para el mismo intervalo de tiempo. En el panel inferior se muestra la variación del flujo en rayos X duros medida por el satélite *RHESSI* para diferentes rangos de energía indicados con los diferentes colores.

Se distinguen tres comportamientos: i) la fase de hiperinflación, en la que la ECM se expande rápidamente en ambas direcciones alcanzando velocidades de  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ; ii) una fase de expansión más lenta; y iii) la altura y el ancho angular cambian al mismo ritmo, alcanzando una expansión autosimilar. La variación es drástica para el evento de 7 de junio de 2011. En solo 3 minutos (06:18 – 06:21 UT) la tasa de cambio baja de  $4.44 \text{ min}^{-1}$  a  $0.56 \text{ min}^{-1}$  (06:22 – 06:28 UT).

La fase de hiperinflación coincide con el inicio de emisión en radio de tipo II, indicando la formación de una onda de choque en la baja corona. Esta fase coincide con el momento en el que la velocidad de expansión de la onda supera la velocidad de expansión de la ECM:  $06:24 \pm 1 \text{ min}$  para el evento de 7 de junio de 2011. Las observaciones sugieren que la fase de hiperinflación parece ser causada por la inyección de flujo poloidal en la estructura magnética, que causa el aumento lateral de la cuerda de flujo magnético. Esta conclusión se desprende del análisis de las curvas de rayos X blandos y duros en Fig. 5.

## 5. Comentarios finales

El análisis cinemático en tres dimensiones usando datos de EUV y coronógrafos en luz blanca permite estudiar la formación y evolución ECMs (Cremades et al., 2020; Balmaceda et al., 2020). Al analizar la cinemática en las direcciones radial y lateral se identifican tres fases en la evolución temprana de la ECM. Las dos primeras

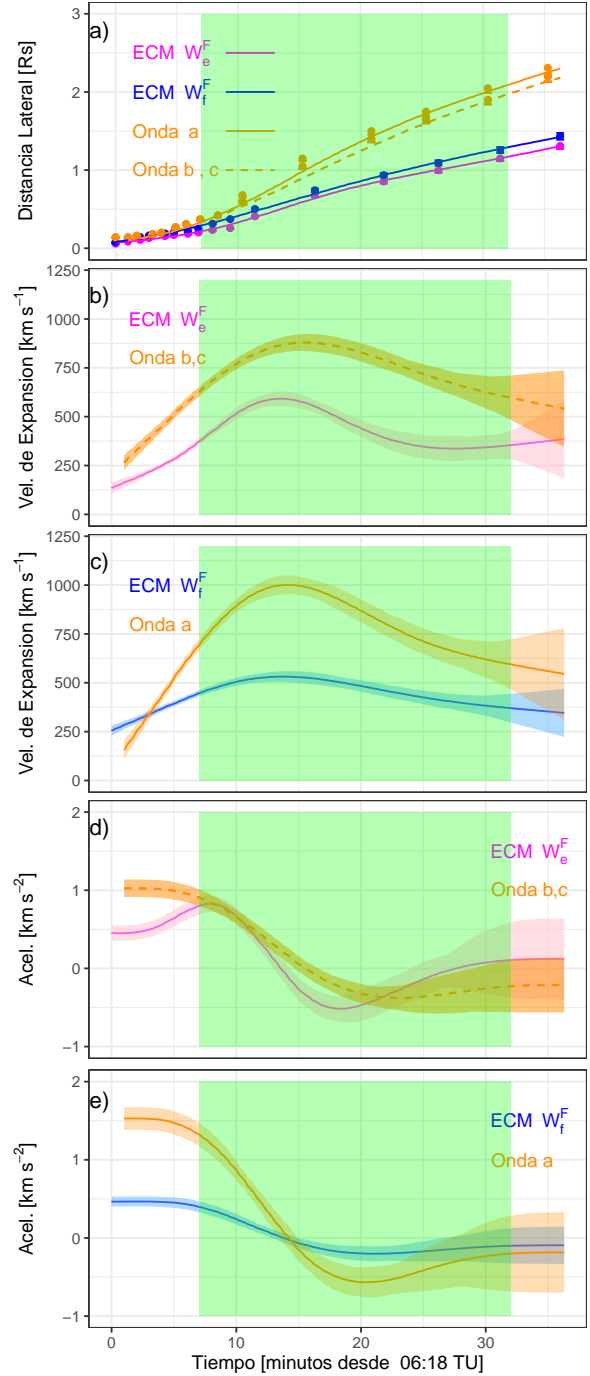


Figura 4: Perfil cinemático de la expansión de la ECM del día 7 de junio de 2011 en las vistas axial y lateral (azul y fucsia) y de la onda (naranja). a) Distancia desde el centro de la estructura vs tiempo. b) Velocidad de expansión axial vs tiempo. c) Velocidad de expansión lateral vs. tiempo. d) y e) Aceleración de expansión en las dos dimensiones. El área en verde indica la duración de la emisión en radio del tipo II.

fases coinciden con la fase impulsiva de la fulguración en rayos X, con la formación y separación de la onda observada en el EUV y el comienzo de la emisión en radio a frecuencias métricas de tipo II. El aumento rápido

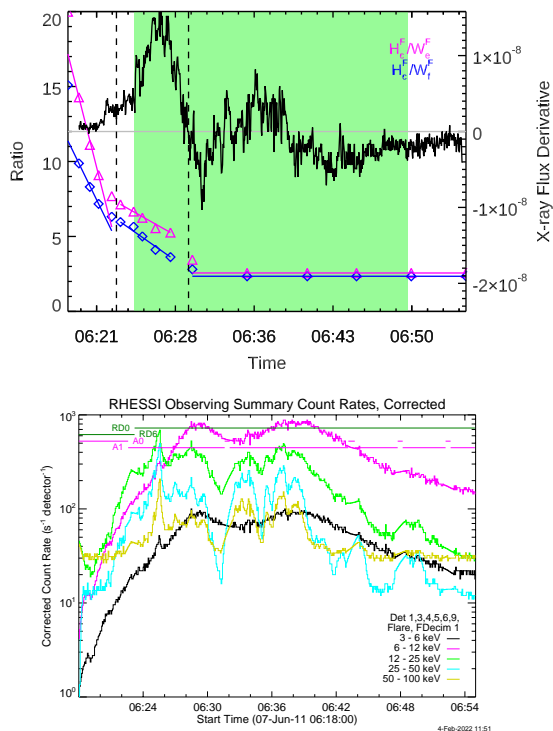


Figura 5: *Panel superior:* Variación de la razón  $H_c^F/W_{e,f}^F$  vs. tiempo para la ECM del día 7 de junio de 2011. La curva en negro representa la derivada del flujo en rayos X blandos. El área en verde indica la duración de la emisión en radio del tipo II. *Panel inferior:* Variación del flujo de rayos X duros provistos por el satélite RHESSI.

resulta en la creación de la onda EUV y eventualmente a ondas de choque en los flancos de la ECM, los que son detectados como emisión de radio de tipo II. La fase de hiperinflación parece ser el eslabón que une la cadena de fenómenos de ECMs, fulguraciones y ondas de choque coronales. Más estudios en esta dirección contribuirán al entendimiento de estos fenómenos con nuevos instrumentos dedicados a la observación del Sol en EUV a bordo de nuevas misiones espaciales, como *Solar Orbiter* (Müller et al., 2020). Por otra parte, el análisis de eventos observados en coronógrafos y también detectados en mediciones in-situ a distancias cercanas al Sol por la nave *Parker Solar Probe* (Fox et al., 2016) ayudará a entender la evolución de ECMs en la corona media y la heliosfera interna, y a determinar cuan válida es la condición de autosimilitud a estas distancias.

*Agradecimientos:* L.A.B. agradece al Comité Organizador de la 63ra Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía por la cordial invitación. También agradece de manera especial a la Dra. Hebe Cremades por sus valiosos comentarios y discusiones sobre los diferentes temas abordados aquí. Los resultados presentados son parte de proyectos desarrollados en el marco del programa *Living With a Star* de NASA NNH17ZDA001N-LWS (Nr. 80NSSC19K0069 y 80NSSC19K1235).

## Referencias

Balmaceda L.A., et al., 2018, *ApJ*, 863, 57

BAAA, 63, 2022

- Balmaceda L.A., et al., 2020, *Solar Phys.*, 295, 107  
 Balmaceda L.A., et al., 2022, *ApJ*, enviado  
 Brueckner G.E., et al., 1995, *Solar Phys.*, 162, 357  
 Chen J., et al., 1997, *ApJL*, 490, L191  
 Cheng X., et al., 2012, *ApJL*, 745, L5  
 Cremades H., 2016, *BAAA*, 58, 249  
 Cremades H., Bothmer V., 2004, *A&A*, 422, 307  
 Cremades H., Bothmer V., Tripathi D., 2006, *Adv. Space Res.*, 38, 461  
 Cremades H., Iglesias F.A., Merenda L.A., 2020, *A&A*, 635, A100  
 Démoulin P., Dasso S., 2009, *A&A*, 498, 551  
 Demoulin P., et al., 2012, *ApJ*, 750, 147  
 Dennis B.R., Zarro D.M., 1993, *Solar Phys.*, 146, 177. ADS Bibcode: 1993SoPh..146..177D  
 Domingo V., Fleck B., Poland A.I., 1995, *Solar Phys.*, 162, 1  
 Fox N.J., et al., 2016, *SSRv*, 204, 7  
 Gibson S.E., Low B.C., 1998, *ApJ*, 493, 460  
 Gopalswamy N., et al., 2009, *Earth Moon and Planets*, 104, 295  
 Gosling J.T., et al., 1974, *J. Geophys. Res.*, 79, 4581  
 Gulisano A.M., et al., 2012, *A&A*, 543, A107  
 Harrison R.A., 1986, *A&A*, 162, 283  
 Howard R.A., et al., 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 8173  
 Howard R.A., et al., 2008, *SSRv*, 136, 67  
 Hundhausen A.J., 1993, *J. Geophys. Res.*, 98, 13177  
 Hundhausen A.J., et al., 1984, *J. Geophys. Res.*, 89, 2639  
 Kaiser M.L., et al., 2008, *SSRv*, 136, 5  
 Koomen M.J., et al., 1975, *ApOpt*, 14, 743  
 Kozarev K.A., et al., 2011, *ApJL*, 733, L25  
 Kwon R.Y., Zhang J., Olmedo O., 2014, *ApJ*, 794, 148  
 Lemen J.R., et al., 2012, *Solar Phys.*, 275, 17  
 Liu R., 2020, *Res. Astron. Astrophys.*, 20, 165  
 Low B.C., 1984, *ApJ*, 281, 392  
 Low B.C., Hundhausen A.J., 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 2221  
 MacQueen R.M., et al., 1974, *ApJL*, 187, L85  
 MacQueen R.M., et al., 1980, *Solar Phys.*, 65, 91  
 Müller D., et al., 2020, *A&A*, 642, A1  
 Nieves-Chinchilla T., et al., 2018, *Solar Phys.*, 293, 25  
 Olmedo O., et al., 2008, *Solar Phys.*, 248, 485  
 Patsourakos S., Vourlidas A., 2012, *Solar Phys.*, 281, 187  
 Patsourakos S., Vourlidas A., Kliem B., 2010, *A&A*, 522, A100  
 Robbrecht E., Berghmans D., 2004, *A&A*, 425, 1097  
 Schwadron N.A., et al., 2015, *ApJ*, 810, 97  
 Schwenn R., 2006, *Living Rev. Sol. Phys.*, 3, 2  
 Sheeley N. R. J., et al., 1980, *ApJL*, 237, L99  
 St. Cyr O.C., et al., 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 12493  
 Temmer M., 2021, *Living Rev. Sol. Phys.*, 18, 4  
 Thernisien A., 2011, *ApJS*, 194, 33  
 Tousey R., Koomen M., 1972, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 4, 394  
 Vourlidas A., Ontiveros V., 2009, X. Ao, G.Z.R. Burrows (Eds.), *Shock Waves in Space and Astrophysical Environments: 18th Annual International AstroPhysics Conference, American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1183, 139–146  
 Vourlidas A., et al., 2012, *Solar Phys.*, 284, 179  
 Vourlidas A., et al., 2017, *ApJ*, 838, 141  
 Vourlidas A., et al., 2020, *ApJ*, 900, 161  
 Yashiro S., et al., 2004, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 109, A07105  
 Zhang J., et al., 2004, *ApJ*, 604, 420





# Estudio de los efectos de la actividad solar en el campo magnético terrestre

H. Berezin<sup>1</sup>, M.F. Montero<sup>1,3</sup>, P.A. Sallago<sup>1</sup> & C. Giordano<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

<sup>3</sup> *Universidad Tecnológica Nacional, Argentina*

<sup>4</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / hilario@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / La importancia del estudio de la actividad solar y sus efectos en nuestra sociedad, fuertemente dependiente de la tecnología, son objeto de un continuo estudio y monitoreo. En este sentido, el modelado de dicha actividad solar reviste particular relevancia, es por eso que se han desarrollado códigos, tales como el ENLIL perteneciente al CCMC (Community Coordinated Modeling Center), que predicen las condiciones del viento solar. En el análisis de la actividad solar y su interacción con el campo magnético terrestre, hemos estudiado la vinculación de las funciones de acoplamiento con datos en Tierra, analizando los comportamientos de las subtormentas. Nuestra intención es extender este análisis a la fuente de la perturbación. Es por eso que hacemos uso de los resultados del código ENLIL, los cuales permiten predecir, entre otros, el estado del viento solar a 1 UA. En este trabajo presentamos los primeros resultados de la comparación de las funciones de acoplamiento obtenidas de la simulación y las obtenidas de los datos satelitales para escalas de tiempo del orden de una rotación de Carrington y de un día.

**Abstract** / The solar activity and its effects on our technological society is an important subject of study and continuous surveillance. Because of this, many codes that can model the solar activity behavior are developed and some are available from CCMC (Community Coordinated Modeling Center). Such codes forecast the solar wind conditions at different positions. We have already studied the interaction between the solar activity and the geomagnetic field via the coupling functions analysis for substorms. Now we are extending such analysis to the source of perturbation. For this reason, some results of ENLIL code are used in order to forecast, among others characteristic quantities, solar wind status at 1 AU. In this paper we are discussing the first results obtained from the comparison between ENLIL's results and satellital data at two time scales: 1 Carrington Rotation (CR) and 1 day.

*Keywords* / magnetohydrodynamics (MHD) — magnetic fields — solar-terrestrial relations — solar wind

## 1. Introducción

La actividad solar es motivo de un continuo estudio debido a sus implicancias en el campo magnético terrestre. Las perturbaciones generadas por esta actividad solar, se transmiten de distintas formas, entre ellas, a través del viento solar. Cuando estas perturbaciones entran en contacto con el campo magnético terrestre se da una transferencia de energía del viento solar a la magnetósfera, que pueden generar variaciones denominadas tormentas y subtormentas magnéticas (Rostoker et al., 1980). Para estimar la energía entrante a la magnetósfera se utilizan funciones de acoplamiento, las cuales se construyen a partir de datos satelitales (Finch & Lockwood, 2007). En trabajos anteriores hemos comparado dichas funciones con datos medidos en las estaciones magnéticas, con el objetivo de identificar subtormentas aisladas (no vinculadas a eyecciones de masa coronal) y estimar el tiempo de predicción de estos eventos (Berezin H., 2021).

En el presente trabajo buscamos extender este análisis a la fuente de la perturbación. Para ello, hemos utilizado simulaciones numéricas que modelan al viento solar

por medio del código WSA/ENLIL. Comparamos resultados obtenidos por dicho código con observaciones satelitales, a escalas de tiempo de días, para vincularlas con subtormentas registradas en Tierra. En la sección 2 discutimos las diferentes funciones de acoplamiento existentes. En la sección 3 introducimos el modelo de viento solar a utilizar; en la sección 4 realizamos una comparación entre los datos obtenidos por el modelo y los obtenidos por el satélite ACE. Finalmente, en la sección 5, detallamos las conclusiones, las cuales son desfavorables para escalas de tiempo del orden de un día.

## 2. Funciones de acoplamiento

Como se mencionó anteriormente, las funciones de acoplamiento estiman la tasa de extracción de energía del viento solar por parte de la magnetósfera. La efectividad de las mismas ha sido evaluada en numerosos trabajos (Perreault & Akasofu (1978), Vasyliunas et al. (1982), etc.), en términos de su correlación con índices geomagnéticos (Índices Kp, Dst, AE, AU, AL, etc.). Algunas de las funciones que se pueden encontrar en

la literatura pueden ser las de Burton et al. (1975), Perreault & Akasofu (1978) y Vasyliunas et al. (1982) entre otras. En particular, para este trabajo hemos utilizado la función campo eléctrico definida por Burton et al. (1975), la cual se define:

$$E_y = B_z V_{sw} \quad B_z < 0 \quad (1)$$

donde  $B_z$  es la componente sur del campo magnético interplanetario en el Sistema Magnetosférico Solar Geocéntrico (GSM) y  $V_{sw}$  es la componente  $x$  de la velocidad del viento solar (Arnoldy, 1971).

### 3. Modelo de viento solar

El código WSA-ENLIL esta compuesto por un modelo coronal (WSA) (Arge & Pizzo, 2000) y otro heliosférico (ENLIL) (Odstrcil, 2003). El primero es un modelo semi-empírico cercano al Sol que simula el campo magnético hasta  $21,5 R_{\odot}$ , a partir de magnetogramas sinópticos (ver Lee et al., 2009). Estos magnetogramas son obtenidos de las observaciones remotas del campo magnético en la fotosfera solar por la red GONG y procesadas por el National Solar Observatory (NSO). En un trabajo publicado en el 2014, Mandrini afirma que los magnetogramas de GONG tienen baja resolución espacial (Mandrini et al., 2014). Por un lado, Gressl indica que los resultados de este modelo son muy sensibles a los datos de entrada y por otro lado, que la resolución espacial del modelo no permite distinguir entre la posición de L1 y la correspondiente a 1 UA. La validación de los modelos teóricos se ha realizado comparando los resultados con las mediciones in situ dadas por los satélites (ACE, WIND, etc.) a escalas de tiempo del orden de una rotación de Carrington (CR  $\sim 28$  días). Dado el escaso número de satélites, son pocos los puntos donde pueden obtenerse dichas comparaciones (Gressl et al., 2013). Modelos disponibles en (<http://ccmc.gsfc.nasa.gov>).

### 4. Comparación con observaciones a 1 UA

En este trabajo, comparamos los resultados del modelo de viento solar con magnitudes escalares tomadas de las observaciones del Solar Wind Electron, Proton, and Alpha Monitor (SWEPAM) y del magnetómetro MAG, instrumentos a bordo del satélite ACE \*.

En trabajos previos hemos estudiado varias subtormentas magnéticas aisladas, en particular las del 24 de marzo de 2001 y 3 de enero de 2018. Debido a ello, analizamos los datos correspondientes a las CR 1974 y CR 2199 utilizando los paquetes de datos de Zheyi Ding y Christina Lee, respectivamente.

Para la corrida de la CR 1974 se analizaron 33 días a partir de la 01:00:00 hs UT del 13 de marzo de 2001. En el módulo de la velocidad (Figura 1), encontramos que el modelo se comporta como la envolvente de los datos medidos hasta aproximadamente el día 17 en su evolución temporal. En cuanto al módulo del campo magnético (Figura 2), la simulación no representa el comportamiento temporal de los valores medidos. Además, como

\*Los datos de ACE pueden encontrarse en [http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lv12DATA\\_MAG-SWEPAM.html](http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lv12DATA_MAG-SWEPAM.html)

indicaron Gressl et al. (2013), la magnitud simulada es mucho menor que la medida in situ, excepto en los primeros 5 días donde ajusta al comportamiento promedio. El módulo del campo eléctrico, como se observa en la Figura 3, tiene un comportamiento similar al campo de inducción magnética (como es bien sabido, en el viento solar el valor de  $|\vec{E}| \sim E_y$ ). Para escalas de tiempo de un día los resultados del modelo del campo eléctrico no marcan la tendencia del campo calculado a partir de los datos suministrados por el satélite (Figura 4).

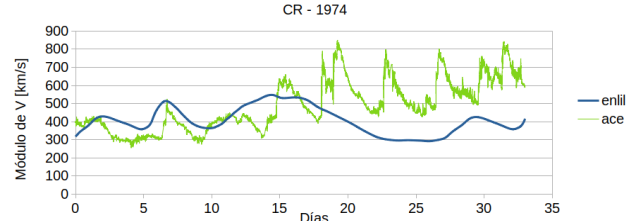


Figura 1: Comparación del módulo de la velocidad entre las observaciones del satélite ACE y el obtenido por el modelo ENLIL para CR 1974.

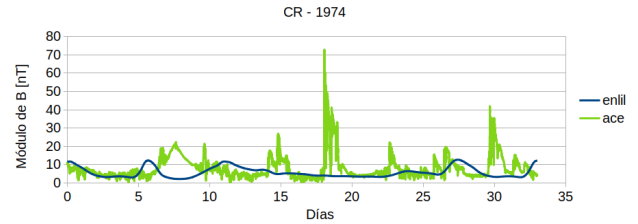


Figura 2: Comparación del módulo del campo de inducción magnética entre las observaciones del satélite ACE y el obtenido por el modelo ENLIL para CR 1974.

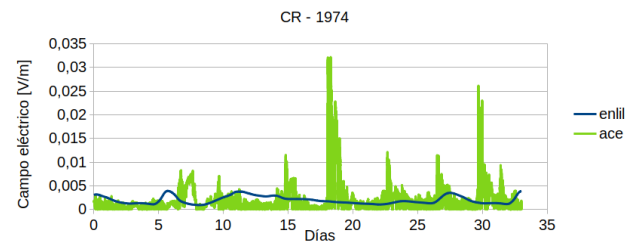


Figura 3: Comparación del módulo del campo eléctrico entre las observaciones del satélite ACE y el obtenido por el modelo ENLIL para CR 1974.

Con respecto a la CR 2199 se analizaron 33 días a partir de la 00:00:00 hs UT del 30 de diciembre de 2017. En el análisis del módulo de la velocidad puede observarse que la simulación se comporta en forma similar a los valores medidos hasta aproximadamente el día 19 (Figura 5). En cuanto al comportamiento del módulo

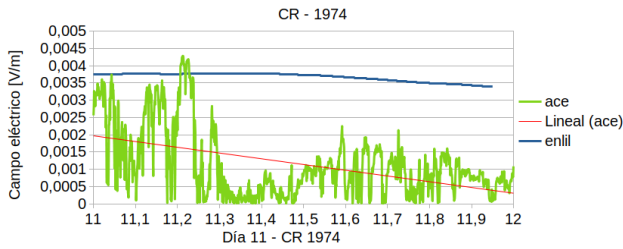


Figura 4: Comparación del módulo del campo eléctrico entre las observaciones del satélite ACE y el obtenido por el modelo ENLIL para el día 24.03.01

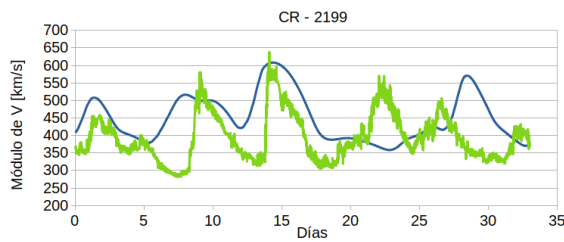


Figura 5: Comparación del módulo de la velocidad entre las observaciones del satélite ACE y el obtenido por el modelo ENLIL para CR 2199.

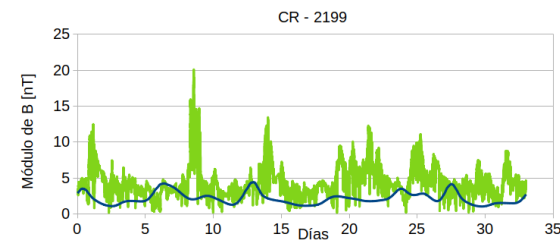


Figura 6: Comparación del módulo del campo de inducción magnética entre las observaciones del satélite ACE y el obtenido por el modelo ENLIL para CR 2199.

del campo de inducción magnética y el campo eléctrico (Figura 6 y 7), observamos que los resultados del modelo son similares entre sí, pero no representan los datos del satélite ACE. Por último, para escalas de tiempo de un día (Figura 8), los resultados del modelo del campo eléctrico no marcan la tendencia del campo calculado a partir de los datos suministrados por el satélite. Es evidente la divergencia de las tendencias.

## 5. Conclusiones

A partir del análisis comparativo que hicimos de los valores escalares, observamos que si bien ENLIL describe a grandes rasgos los comportamientos globales, no nos permite un análisis a pequeña escala (del orden de un día), que es la información necesaria para relacionar la función de acoplamiento con la posibilidad de subtormenta medida en Tierra. Esperamos que tanto con las mediciones de las sondas Parker Solar Probe y Solar Orbiter, como los mejoramientos del hardware, puedan refinarse los modelos MHD (Vourlidas et al., 2019).

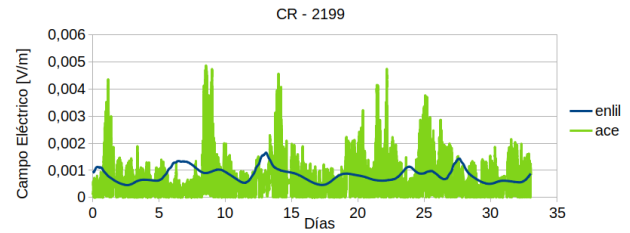


Figura 7: Comparación del módulo del campo eléctrico entre las observaciones del satélite ACE y el obtenido por el modelo ENLIL para CR 2199.

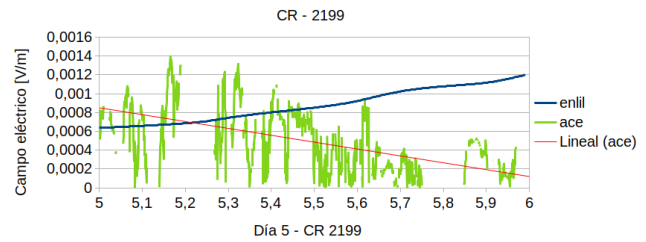


Figura 8: Comparación del módulo del campo eléctrico entre las observaciones del satélite ACE y el obtenido por el modelo ENLIL para el día 03.01.18

Sería deseable poder comparar con otras simulaciones del viento solar que actualmente se conocen en la comunidad, que no son de acceso público, como es el AWSoM.

*Agradecimientos:* Los resultados de la simulación han sido proporcionados por la CCMC en Goddard Space Flight Center a través de su sistema público Runs on Request (<http://ccmc.gsfc.nasa.gov>). El modelo WSA-ENLIL fue desarrollado por D. Odstrcil en la Universidad de Colorado en Boulder. A Zheyi Ding y a Christina Lee por permitirnos utilizar sus datos.

## Referencias

- Arge C.N., Pizzo V.J., 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 10465  
 Arnoldy R.L., 1971, *J. Geophys. Res.*  
 Berezin H., 2021, Tesis de grado. Universidad Nacional de La Plata, <http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/116651>  
 Burton R.K., McPherron R.L., Russell C.T., 1975, *J. Geophys. Res.*  
 Finch I., Lockwood M., 2007, *Annales Geophysicae*, 25, 495  
 Gressl C., Veronig A.M., Temmer M., 2013, *Solar Phys.*  
 Lee C.O., et al., 2009, *Solar Phys.*, 254, 155  
 Mandrini C., et al., 2014, *Solar Phys.*, 289  
 Odstrcil D., 2003, *Adv. Space Res.*, 32, 497  
 Perreault P., Akasofu S.I., 1978, *Geophysical Journal International*, 54, 547  
 Rostoker G., et al., 1980, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 85, 1663  
 Vasyliunas V.M., et al., 1982, *Planet. Space Sci.*, 30, 359  
 Vourlidas A., Patsourakos S., Savani N.P., 2019, *Philos. Trans. R. Soc.*, 377, 20180096



# Characterization of Alfvén fluctuations in the solar wind near Earth

B.D. Dorsch<sup>1</sup>, S.C. Spago<sup>1</sup>, N.A. Santos<sup>1</sup> & S. Dasso<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> *Grupo LAMP, Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

<sup>2</sup> *Grupo LAMP, Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

<sup>3</sup> *Grupo LAMP, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

Contact / brendorsch@hotmail.com

**Resumen** / El medio Sol-Tierra presenta un comportamiento complejo, dominado por interacciones no lineales y recorriendo estados fuera del equilibrio. Específicamente, la magnetosfera terrestre es un sistema altamente dinámico que continuamente intercambia energía y cantidad de movimiento con el viento solar, principalmente mediante procesos de reconexión magnética, causando tormentas y subtormentas geomagnéticas. Sin embargo, el entendimiento de la respuesta magnetosférica a las variaciones en el viento solar continúa siendo un problema abierto dada la amplia variedad de mecanismos involucrados. En particular, diversos estudios sugieren que la turbulencia Alfvénica podría tener un rol importante en el nivel de acoplamiento entre el viento solar y la magnetosfera. En este trabajo se analizarán datos interplanetarios del plasma y del campo magnético, medidos por instrumentos a bordo del satélite ACE (Advanced Composition Explorer), que se encuentra en el punto Lagrangiano L1. Se presentará un análisis de la turbulencia magnetohidrodinámica y su carácter Alfvénico para diferentes regímenes del medio interplanetario en las cercanías del entorno terrestre.

**Abstract** / The Sun-Earth medium presents a complex behavior, dominated by non-linear interactions and going through states out of equilibrium. Specifically, the terrestrial magnetosphere is a system highly dynamic which continuously interchange energy and momentum with the solar wind, mainly through magnetic reconnection processes, causing geomagnetic storms and substorms. However, understanding the magnetospheric response to the solar wind variations remains an open problem given the wide variety of mechanisms involved. In particular, diverse studies suggest that Alfvénic turbulence could play an important role in the amount of coupling between the solar wind and the magnetosphere. In this work, interplanetary plasma and magnetic field data will be analyzed, measured by instruments aboard the ACE (Advanced Composition Explorer) satellite, which is located at the L1 Lagrange point. A study of the magnetohydrodynamic turbulence and its Alfvénic character will be presented for different regimes of the interplanetary medium in the proximity of the terrestrial medium.

**Keywords** / solar wind — solar-terrestrial relations — magnetic reconnection — magnetohydrodynamics (MHD) — turbulence

## 1. Introduction

Turbulence is an ubiquitous phenomenon. Whenever fluids characterized by a high Reynolds number are set in motion, turbulence tends to develop (Biskamp, 2003). Particularly, when a fluid is electrically conductive, turbulent movements are accompanied by magnetic field fluctuations.

In this context, the Alfvén effect describes small-scale turbulent fluctuations as Alfvén waves weakly interacting and propagating along the large-scale field. The strong Alfvénic nature of the magnetohydrodynamic (MHD) turbulence is due to the fact that this mode has a greater presence than other magnetohydrodynamic modes.

Our main motivation to study the activity of Alfvén waves lies in recent published results suggesting that Alfvénic turbulence could be playing an important role in the coupling between the solar wind and the magnetosphere (D’Amicis et al., 2007). This is due to the fact that important variations of the geomagnetic field have

been observed in the absence of intense disturbances in the solar wind like interplanetary coronal mass ejections (ICMEs) and co-rotating interaction regions (CIRs).

Through this research, we aim to bring forward the magnetohydrodynamic turbulence and Alfvénic activity, by means of the characterization of Alfvén fluctuations in the solar wind near Earth, at 1 au.

## 2. Theoretical framework and data

### 2.1. MHD turbulence

By solving the MHD equations for an homogeneous plasma, described by a state of equilibrium with pressure  $p_0$  and density  $\rho_0$ , embedded in an homogeneous magnetic field  $\mathbf{B}_0$ , where fluctuations are small enough, three modes are obtained: fast magnetoacoustic waves, slow magnetoacoustic waves, and Alfvén waves.

Focusing on the last mode mentioned, an important property is the correlation among velocity and magnetic

field fluctuations, which fulfills:

$$\mathbf{v} = \pm \frac{\mathbf{b}}{\sqrt{4\pi\rho_0}}, \quad (1)$$

where  $\mathbf{v}$  and  $\mathbf{b}$  are the velocity and magnetic field fluctuations, respectively, and  $\rho_0$  is the mean mass density.

The fundamental effect of the Alfvén waves in magnetohydrodynamics is manifested more clearly by reformulating the MHD equations in terms of the Elsässer fields (named as  $\mathbf{z}^\pm$ ):

$$\mathbf{z}^\pm = \mathbf{v} \pm \frac{\mathbf{b}}{\sqrt{4\pi\rho_0}}. \quad (2)$$

Assuming incompressibility, linearizing the MHD equations for small fluctuations over  $\mathbf{B}_0$  and neglecting dissipation, a reduced version of these equations is obtained:

$$\frac{\partial \mathbf{z}^\pm}{\partial t} \mp \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \mathbf{z}^\pm = 0. \quad (3)$$

In Eq. 2,  $\mathbf{z}^\pm$  represents the two possible Alfvén wave modes, one propagating parallel to  $\mathbf{B}_0$ , and the other mode, propagating anti-parallel. Due to that, when Alfvén waves are present they travel away from the Sun, for a  $\mathbf{B}_0$  outward from the Sun, the present mode corresponds to  $\mathbf{z}^-$ , denoting a parallel propagation with respect to  $\mathbf{B}_0$ . By contrast, for a  $\mathbf{B}_0$  inward to the Sun,  $\mathbf{z}^+$  results in the present mode, which implies an anti-parallel propagation with respect to  $\mathbf{B}_0$ .

The energy related to  $\mathbf{z}^+$  and  $\mathbf{z}^-$  modes is given by (e.g., Bruno & Carbone, 2013):

$$e^\pm = \frac{1}{2} \langle (z^\pm)^2 \rangle. \quad (4)$$

By means of the normalized difference of the energy between the two modes, called normalized cross-helicity, the relative weight of each Elsässer field can be analyzed and therefore the state of turbulence:

$$\sigma_c = \frac{e^+ - e^-}{e^+ + e^-}. \quad (5)$$

For a pure Alfvén wave oriented in an outward or inward direction, that is to say, aligned with the background interplanetary magnetic field, the values  $\sigma_c = \pm 1$  are expected. While for fully developed turbulence  $\sigma_c \sim 0$  is expected.

## 2.2. Data

To perform this work, interplanetary data from the Advanced Composition Explorer (ACE) satellite, which is located at the Lagrange point L1, is analyzed. Plasma measurements (solar wind speed and proton density) are obtained from the Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) instrument, while magnetic field measurements are obtained from the Magnetometer instrument (MAG). Both the solar wind speed and the

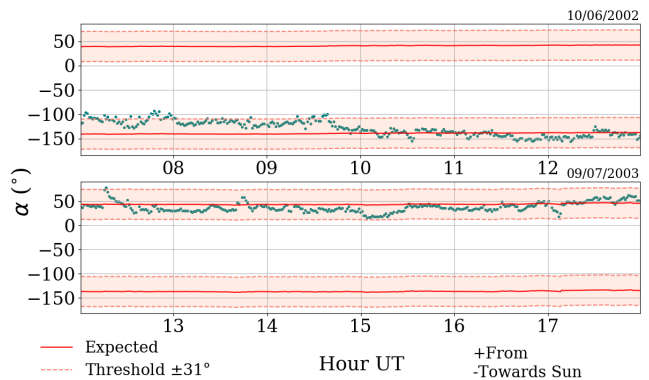


Figure 1: Characterization of the IMF through the angle resulting from the IMF projection in the ecliptic plane and the Sun-Earth line, named  $\alpha$ . In the *upper panel*, an IMF directed towards the Sun, and, in the *lower panel*, an IMF directed towards the Earth, both cases defined by the Parker spiral. Green dots represent observed  $\alpha$  values.

magnetic field are in GSE (Geocentric Solar Ecliptic) coordinates.

With the purpose of studying the two possible Alfvén modes, two distinct cases are selected, one where the background interplanetary magnetic field (IMF)  $\mathbf{B}_0$  is directed towards the Sun, and the other where  $\mathbf{B}_0$  is directed towards the Earth. Both cases have a period of 6 hours with a temporal cadence of 64 seconds, one on June 10, 2002, from 7 to 12 UT, and the other on July 9, 2003, from 12 to 18 UT, respectively. It is important to emphasize the absence of interplanetary structures, such as ICMEs or CIRs, during the aforementioned periods.

## 3. Methodology

According to theory, Alfvénic fluctuations are perpendicular to  $\mathbf{B}_0$ , hence, the two case studies selected are characterized by the Parker spiral with the purpose of analyzing these fluctuations, some of which are expected to be found along the  $\hat{z}$  component. Although fluctuations can also occur in other components, in order to simplify the study, it was decided to focus on the  $\hat{z}$  component.

Fig. 1 shows the tool used to identify the two Parker-characterized periods, which was generated in a previous study (Dorsch et al., 2021). The tool presents the  $\alpha$  angle, which is formed by the IMF projection in the ecliptic plane and the Sun-Earth line, where the solid lines point out the two expected angles according to Parker spiral and the dotted line, which stands at  $\pm 31^\circ$  of the expected value, denotes the threshold up to which a Parkerian behavior is still considered (indicated by the shaded region). If the data is within the threshold associated with positive values, which occurs in the interval during July 9, 2003, then  $\mathbf{B}_0$  is directed towards the Earth. On the other hand, if it is within the threshold associated with negative values, which occurs in the interval during June 10, 2002, then  $\mathbf{B}_0$  is directed towards the Sun.

Once the periods are selected, the Elsässer fields are calculated, using Eq. 2, in order to analyze the corre-

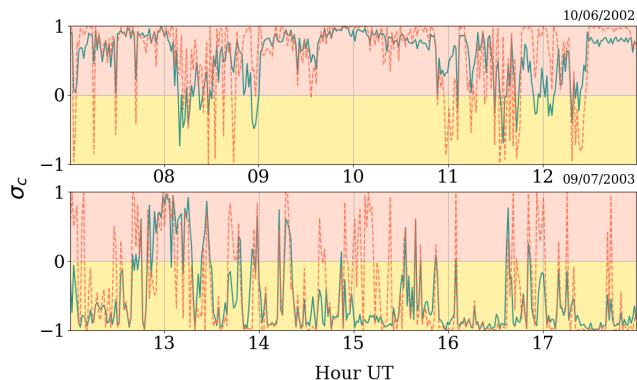


Figure 2: Normalized cross-helicity for a period with an IMF towards the Sun, in the *upper panel*, and for a period with an IMF towards the Earth, in the *lower panel*. Indicated in solid lines, the  $\sigma_c$  resulting from considering all the Elsässer field components, while in dotted lines considering only  $\hat{z}$  component.

lation between  $\mathbf{v}$  and  $\mathbf{b}$ . Then, throughout Eq. 4 the energy associated with the  $\mathbf{z}^+$  and  $\mathbf{z}^-$  modes is calculated. Lastly, using the normalized cross-helicity defined by Eq. 5, the state of Alfvénicity/turbulence is determined by relating the energy resulting from the  $\mathbf{z}^+$  and  $\mathbf{z}^-$  modes. In addition to the total  $\sigma_c$ , the  $\sigma_c$  associated with the  $\hat{z}$  component of  $\mathbf{z}^\pm$  is calculated with the purpose of identifying and analyzing the energy related to the polarization of the fluctuations in  $\hat{z}$ .

#### 4. Results

The resulting normalized cross-helicity for the two periods is shown in Fig. 2. The upper panel shows the period where  $\mathbf{B}_0$  is towards the Sun, during June 10, while the bottom panel shows the period where  $\mathbf{B}_0$  is towards the Earth, during July 9. For both cases, the solid line indicates the total  $\sigma_c$  while the dotted line indicates the  $\sigma_c$  associated with  $\mathbf{z}^\pm \hat{z}$  energy.

It is apparent the tendency of  $\sigma_c$  towards positive values for the case where  $\mathbf{B}_0$  is in the direction of the Sun, and towards negative values for the case where  $\mathbf{B}_0$  is in the direction of the Earth. In the first case, this indicates that the energy associated with the  $\mathbf{z}^+$  mode prevails over that associated with the  $\mathbf{z}^-$  mode. On the contrary, in the second case, the tendency to negative values denotes a predominance of  $\mathbf{z}^-$  energy over  $\mathbf{z}^+$  energy.

In both periods, and mainly in the one with  $\mathbf{B}_0$  towards the Sun, the occurrence of Alfvénic fluctuations can be observed, where the value of  $\sigma_c$  approaches  $\pm 1$ . For the case of June 10, Alfvénic fluctuations are observed over the second half of 7 UT, between 9 UT and

11 UT, and over the second half of 12 UT. For the case of July 9, although the Alfvénic fluctuations are not as present as during the aforementioned case, these are observed principally over the first half of 16 UT and most part of 17 UT.

On the other hand, intervals in which  $\sigma_c$  approaches to 0 indicate turbulence in process or already developed, where the Alfvénic character vanishes since non-linear modes start to acquire relevance.

Comparing the energy of the  $\hat{z}$  component with the total energy of the Elsässer fields, for the intervals with Alfvénic fluctuations, it can be noticed the resemblance. This result indicates that in  $\hat{z}$ , which corresponds to a component perpendicular to  $\mathbf{B}_0$ ,  $\mathbf{z}^+$  or  $\mathbf{z}^-$  dominates, depending on the orientation of the IMF. The slight deviation of the total  $\sigma_c$  is due to the fact that it also includes parallel fluctuations.

#### 5. Conclusion and future work

In this work, two Alfvén waves modes were identified, which allowed us to prove that such waves propagate in an outward direction from the Sun.

The similitude between the normalized cross-helicity associated with  $\mathbf{z}^\pm$  and with  $\mathbf{z}^\pm \hat{z}$  denotes that the polarization of the Alfvén fluctuations is in the direction of this component, which is perpendicular to  $\mathbf{B}_0$  direction and the Alfvén wave propagation.

Therefore, we were able to characterize the Alfvén waves propagation and the polarization of their fluctuations. Moreover, we observed the presence of Alfvénic fluctuations in the interplanetary medium of the terrestrial environment.

This work presents the foundations and motivates the future investigation of the impact of Alfvén MHD turbulence in solar-terrestrial coupling and its effects on geomagnetic activity.

*Acknowledgements:* The authors acknowledge partial support from the Argentinian grants UBACyT (UBA), PIP-CONICET-11220130100439CO, and PICT-2019-02754 (FONCyT-ANPCyT).

#### References

- Biskamp D., 2003, *Magnetohydrodynamic Turbulence*, Magnetohydrodynamic Turbulence, Cambridge University Press
- Bruno R., Carbone V., 2013, *Living Rev. Sol. Phys.*, 10, 2
- D’Amicis R., Bruno R., Bavassano B., 2007, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L05108
- Dorsch B.D., et al., 2021, *BAAA*, 62, 10



# Evolution of global magnetic parameters in an active region with recurring ejective events

M. López Fuentes<sup>1</sup>, M. Poisson<sup>1</sup> & C.H. Mandrini<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

Contact / [lopezf@iafe.uba.ar](mailto:lopezf@iafe.uba.ar)

**Resumen** / Entre el 8 y el 10 de mayo de 2012 una serie de eyecciones confinadas de plasma producidas por la erupción de minifilamentos y acompañadas por fulguraciones de clase M, fue observada en la región activa (RA) NOAA 11476. Estos eventos fueron analizados separadamente en trabajos anteriores asociándolos con la presencia de un pequeño bipolo magnético en rotación que emergió en medio de la configuración globalmente bipolar de la RA. Dicha rotación se sostuvo durante los días en que se observaron las eyecciones. También se observó la presencia de cancelación de flujo magnético a lo largo de la línea de inversión de polaridad del bipolo donde en forma recurrente se formaban y eran eyectados los minifilamentos. En este trabajo analizamos la evolución de parámetros magnéticos globales de la RA, como el parámetro libre de fuerza medio y la helicidad de corriente total, para correlacionarlos temporal y espacialmente con los eventos observados. Para ello utilizamos magnetogramas obtenidos con el Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) a bordo del Solar Dynamics Observatory (SDO), curvas de luz en rayos X observadas con el Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) y datos obtenidos de la base de datos Space-Weather HMI Active Region Patches (SHARP). De la relación entre la evolución de los parámetros magnéticos analizados y las erupciones observadas concluimos que los mismos pueden utilizarse como posibles precursores de eventos eyectivos solares.

**Abstract** / Between May 8 and 10, 2012, a series of confined plasma ejections produced by minifilament eruptions and accompanied by M-class flares, were observed in active region (AR) NOAA 11476. These events, which have been analyzed in previous works, were associated with the presence of a small rotating bipole that emerged in the middle of the globally bipolar AR magnetic configuration. The bipole rotation continued along the days during which the ejections were observed. The presence of magnetic flux cancellation was also identified along the polarity inversion line of the bipole, where the minifilaments were recurrently formed and ejected. In this work, we analyze the evolution of global magnetic parameters of the AR, such as the mean force-free parameter and the total current helicity, to correlate them temporally and spatially with the observed events. For that, we use magnetograms obtained with the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO), X-ray lightcurves obtained with the Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) and data from the Space-Weather HMI Active Region Patches (SHARP) database. From the relation between the evolution of the analyzed parameters and the observed eruptions we conclude that they can be used as possible predictors of solar ejective events.

*Keywords* / Sun: activity — Sun: filaments — Sun: flares — Sun: magnetic fields

## 1. Introduction

Ever since the effects of solar flares and coronal ejections on the Earth's spatial environment have been recognized, there has been a sustained interest to understand the physical mechanisms behind solar activity and to identify proxies of eruptive events that could be used as forecasting tools of space weather (for a recent review on the subject, see e.g., Toriumi & Wang, 2019).

In two recent papers (López Fuentes et al., 2018; Poisson et al., 2020) we studied a series of surges produced by minifilament eruptions accompanied by flares in active region (AR) NOAA 11476. There, we thoroughly analyzed the evolution of the events and the topology, reconnection and reconfiguration of the associated magnetic structures. As a continuation of that analysis, and to characterize possible precursors of the observed activity, in this work we study the evolution of global magnetic parameters of the AR, such as the

mean force-free parameter and the total current helicity, before and during the development of the events.

In Sec. 2 we describe the AR structure and evolution, in Sec. 3 we summarize the characteristics of the observed eruptions and related flares, in Sec. 4 we discuss the evolution of the analyzed AR global magnetic parameters, and we present concluding remarks in Sec. 5.

## 2. Active region evolution

NOAA 11476 was a globally bipolar AR with a concentrated main preceding negative polarity and a more dispersed main following positive polarity, as shown in the SDO/HMI line of sight magnetogram of Fig. 1a. This figure corresponds to May 9, 2012, at 12:23 UT. On that date the AR was located at heliographic coordinates N12 E26. The proximity of the AR to the solar central meridian considerably reduces the errors associated to the projection of the HMI vector mag-

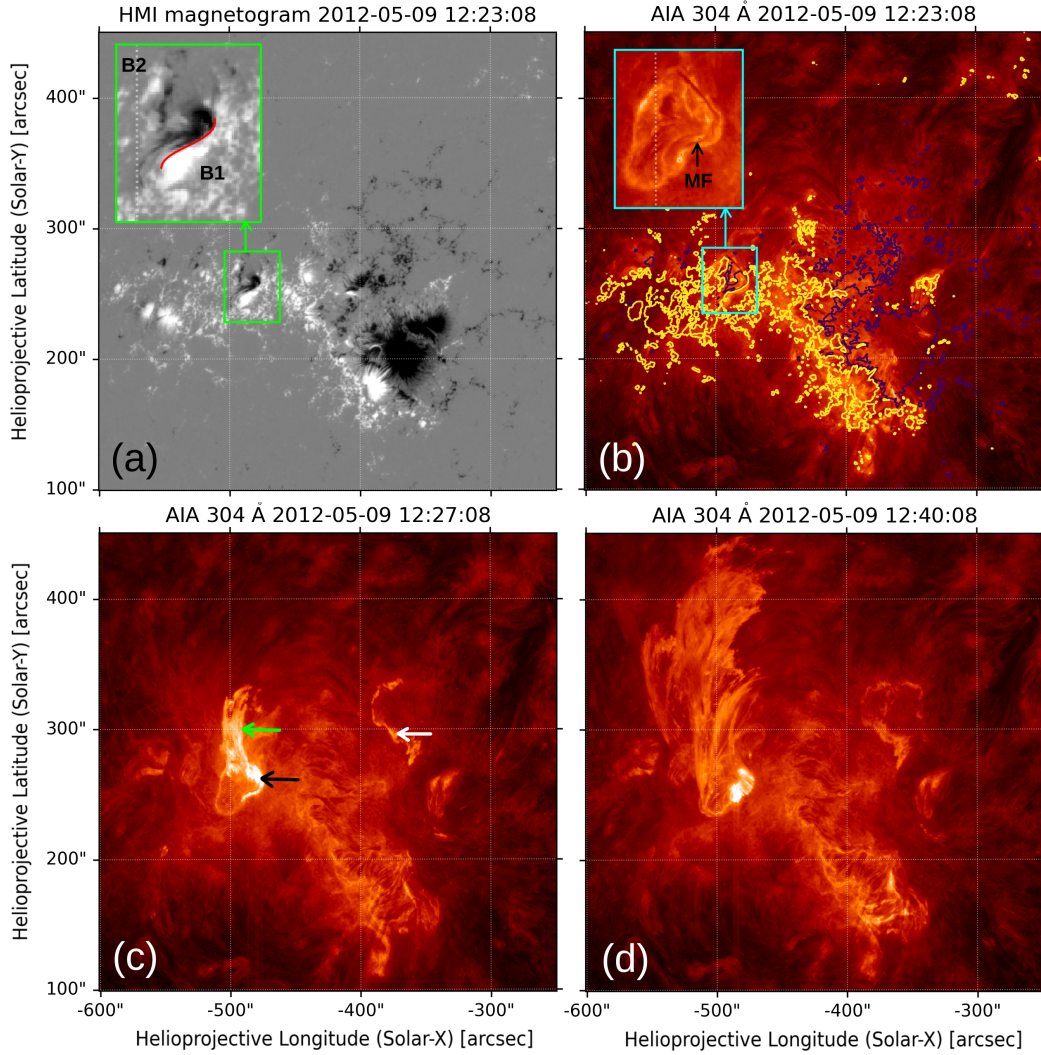


Figure 1: Minifilament eruption of May 9, 2012, at 12:23 UT, seen as a EUV surge. Coordinates in the panels are in arcsec in the plane of the sky with respect to the solar disk center. Instrument descriptions and times are provided at the top of the panels. (a) The insets show the location of bipoles B1 and B2, red line: PIL of B1. (b) The inset indicates the minifilament (MF) location. Yellow/blue magnetic contours correspond to  $\pm 200$  G, respectively. (c) Black arrow: main flare kernel, green arrow: minifilament ejected material, white arrow: flare kernel on the opposite AR polarity. (d) Surge shown at its maximum extension. Adapted from López Fuentes et al. (2018)

netic field to the local coordinates. By May 7, 2012, a pair of bipoles, identified as B1 and B2 in the zoomed green inset of Fig. 1a, emerged around the middle of the AR positive polarity. As studied in our previous works, both bipoles were observed to continuously rotate (B1 by more than 180 deg), between 08 May 00:00 UT and 10 May 22:00 UT. This rotation injected magnetic helicity and free energy in the configuration that led to the destabilization and observed eruption of minifilaments and associated flares (see Sec. 3). During the rotation magnetic flux cancellation was also observed around the polarity inversion line (PIL) of B1.

### 3. Eruptive events

During the period of the sustained rotation of the bipoles three minifilament eruption events took place,

all accompanied by M-class flares as identified in the corresponding GOES X-ray lightcurve. The successively ejected and reformed minifilaments were located at the PIL of bipole B1, as approximately indicated in the inset of Fig. 1a with a red curve. The events were observed as EUV surges, whose material consisted of plasma from the minifilaments and pre-reconnected loops. The first of them, accompanied by an M4.7 flare, occurred on May 9 at 12:23 UT and was studied in López Fuentes et al. (2018). The second event, corresponding to May 9 at 21:01, was accompanied by an M4.1 flare. We analyzed it in Poisson et al. (2020). The third event, that occurred on May 10 at 04:18 UT and was accompanied by a M5.7 flare, was studied by (Yang & Zhang, 2018).

As an example, in Fig. 1, panels b to d, we illustrate the evolution of the event of May 9, 12:23 UT, as observed by SDO/AIA in the 304 Å channel. Panel b



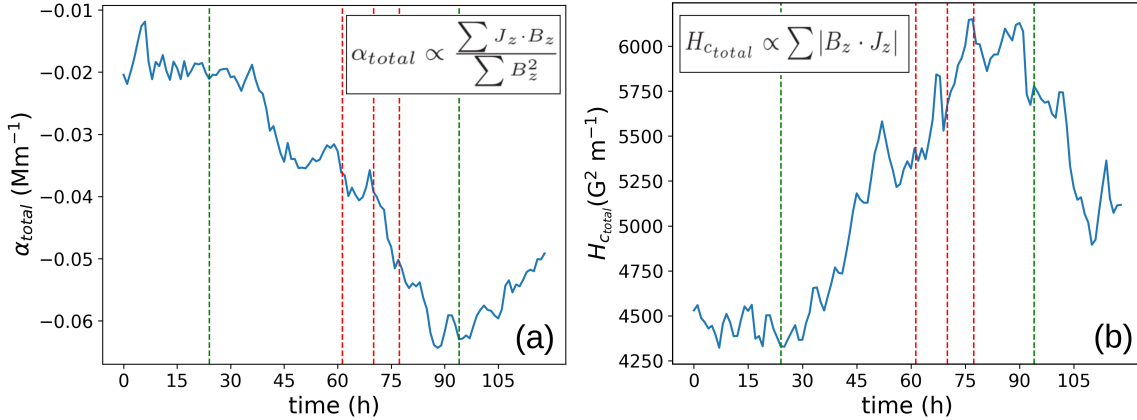


Figure 2: Evolution of two global magnetic parameters of AR 11746: (a) Mean force-free parameter, (b) Total current helicity.  $t = 0$  corresponds to 06 May 23:58 UT. The equations for these parameters are shown as insets in the corresponding panels. The green dashed lines indicate the period during which bipole B1 rotated continuously by approximately 180 deg. The red dashed lines indicate the times of the analyzed eruptions and flares.

corresponds to a time just before the eruption, in coincidence with the magnetogram of panel a. Magnetic contours of  $\pm 200$  G in blue and yellow, respectively, have been added for reference. The inset shows a zoom of the B1 bipole area, where the minifilament (MF) location is indicated. Panel c shows the minifilament ejected material (green arrow) a few minutes (12:27 UT) after the eruption started. The black arrow points to the main brightening associated to the M4.7 flare, while the white arrow indicates another bright kernel of the flare located on the opposite main polarity of the AR. Panel d shows the surge at its maximum observed extension by 12:40 UT. The ejected material is contained within magnetic loops connecting the AR main polarities.

#### 4. AR global magnetic parameters

We analyzed the evolution of a series of global magnetic parameters of AR 11476, obtained from the Space-Weather HMI Active Region Patch (SHARP) database (Bobra et al., 2014), between May 7 and 11, 2012. The panels of Fig. 2 show the evolution of 2 of the 16 studied parameters: (a) the mean force-free parameter and (b) the total current helicity.

Although the AR total magnetic flux is observed to continuously decrease, the parameters associated with the AR non-potentiality increase substantially in absolute value during the analyzed interval. In the case of the mean force-free parameter and the total current helicity the rising phase starts around May 8 at 06:00 UT, coinciding with the beginning of the B1 bipole rotation. The same behavior is observed in other analyzed parameters (not shown here) also related to the AR non-potentiality; among them: the mean shear angle, the magnetic free energy density and the total electric current (for the detailed equations see Bobra et al., 2014). These results confirm that the origin of the instability and the energy released during the analyzed events is due to the continuous injection of magnetic helicity and free magnetic energy induced by the bipole rotation.

#### 5. Conclusions

We studied the evolution of global magnetic magnitudes computed during the evolution of AR 11476, which produced a series of flares accompanied by minifilament ejections between May 9 and 10, 2012. In previous works (López Fuentes et al., 2018; Poisson et al., 2020) we analyzed the magnetic topology and evolution of the AR observed in different wavelengths, and concluded that the studied events were related to the rotation of a bipole in the middle of the AR magnetic configuration. Our results show a sustained increase of various global magnetic magnitudes associated with the AR non-potentiality during the analyzed interval. This suggests that the bipole rotation could be the main driver of these variations. To support this conclusion in a future work we will limit the computation of the studied parameters exclusively to the area covered by the rotating bipole. As in other works (see e.g., Toriumi & Wang, 2019), our results indicate that the analyzed parameters could be used as possible predictors of solar events with potential impact on space weather.

*Acknowledgements:* The authors wish to thank the anonymous reviewer for useful comments and suggestions. The authors are members of the Carrera del Investigador Científico (CONICET). This work received financial support from grants PICT 2016-0221 (ANPCyT) and UBACyT 20020170100611BA.

#### References

- Bobra M.G., et al., 2014, *Solar Phys.*, 289, 3549
- López Fuentes M., et al., 2018, *Solar Phys.*, 293, 166
- Poisson M., et al., 2020, *Adv. Space Res.*, 65, 1629
- Toriumi S., Wang H., 2019, *Living Rev. Sol. Phys.*, 16, 3
- Yang S., Zhang J., 2018, *ApJL*, 860, L25



# Análisis cinemático de una eyección coronal de masa de 10 a 46 radios solares

L. Di Lorenzo<sup>1,2</sup>, L.A. Balmaceda<sup>3,4</sup> & H. Cremades<sup>2,5</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Física Aplicada, UNSL-CONICET, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> George Mason University, EE.UU.

<sup>4</sup> Goddard Space Flight Center, National Aeronautics and Space Administration, EE.UU.

<sup>5</sup> Universidad de Mendoza, Facultad de Ingeniería, Grupo de Estudios en Heliofísica de Mendoza, Argentina

Contacto / leonardodilorenzo@gmail.com

**Resumen** / En este trabajo realizamos la reconstrucción tridimensional (3D) de la morfología de una eyección coronal de masa (ECM), en el rango de distancias heliocéntricas de aproximadamente 10 a 46 radios solares. El evento se produce el día 2 de abril de 2019, y utilizamos observaciones realizadas por LASCO-C3 a bordo del Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), SECCHI-COR2 y HI-1 a bordo del Solar-Terrestrial Relations Observatory-Ahead (STEREO-A) y el inner Wide-Field Imager for Solar Probe (WISPR-I) a bordo de Parker Solar Probe (PSP). A partir de observaciones simultáneas de LASCO-C3 y COR2-A, determinamos la posición tridimensional de la ECM e interconectamos estas mediciones con las obtenidas por PSP. Posteriormente calculamos la distancia heliocéntrica del centro de la ECM y el radio de la ECM. Además estimamos la velocidad y aceleración tanto de propagación como de expansión de la ECM.

**Abstract** / In this work we perform the three-dimensional reconstruction (3D) of the morphology of a coronal mass ejection (CME), in the range of heliocentric distances of approximately 10 to 46 solar radii. The event occurs on 2 April 2019, and we use observations made by LASCO-C3 aboard the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), SECCHI-COR2 and HI-1 aboard the Solar-Terrestrial Relations Observatory Ahead (STEREO-A) and WISPR-I aboard the Parker Solar Probe (PSP). From simultaneous observations of LASCO-C3 and COR2-A, we determined the three-dimensional position of the CME and interconnected these measurements with those obtained by PSP. We then calculate the heliospheric distance from the center of the CME and the radius of the CME. In addition, we estimate the speed and acceleration of both propagation and expansion of the CME.

**Keywords** / Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: corona — Sun: heliosphere — solar-terrestrial relations

## 1. Introducción

Las ECM son fenómenos que ocurren en la atmósfera solar, su estructura está formada por plasma y campos magnéticos, que se liberan de la superficie del Sol y se propagan hacia el medio interplanetario. Sus velocidades pueden variar de unas pocas centenas de  $\text{km s}^{-1}$  a velocidades que superan los  $2000 \text{ km s}^{-1}$  (Gosling et al., 1976; Howard et al., 1985; St. Cyr et al., 1999). Descubiertas hace aproximadamente 50 años, las ECM son objeto de estudio de numerosos instrumentos espaciales y terrestres. Entre ellos se encuentran los satélites SOHO (Domingo et al., 1995), las naves gemelas de la misión STEREO (Kaiser et al., 2008) y PSP (Fox et al., 2016). En este trabajo realizamos la reconstrucción 3D de la morfología del evento que se produjo el 2 de abril de 2019. El objetivo es obtener una descripción completa de la propagación y expansión de una ECM desde distancias cercanas del Sol hasta el medio interplanetario y la determinación de sus propiedades cinemáticas. Esta información es de gran importancia para mejorar modelos de pronóstico de meteorología espacial. Para ello utilizamos el modelo Graduated Cylindrical Shell (GCS, Thernisien, 2011) y las imágenes obtenidas de los coronógrafos LASCO-C3 y SECCHI-COR2, en el rango

de alturas heliocéntricas  $10 - 16 R_{\odot}$ . El modelo GCS permite obtener los siguientes parámetros geométricos: la longitud ( $\phi$ ) y latitud ( $\theta$ ) en el sistema de coordenadas Stonyhurst, el ángulo de inclinación ( $\gamma$ ), el ángulo de apertura de las piernas de la ECM ( $\alpha$ ), la razón de aspecto ( $\kappa_{ar}$ ) que representa la tasa de expansión respecto a la altura de la ECM y la distancia heliocéntrica  $h$  del frente de la ECM. Posteriormente, relacionamos estas mediciones con las obtenidas por Braga & Vourlidas (2021) con los instrumentos STEREO-A/HI-1 y PSP/WISPR-I, para la misma ECM. A partir de todos estos datos obtenemos la altura del centro de la ECM en el rango  $10 - 46 R_{\odot}$ . Los detalles de la metodología y la descripción del evento son presentados en la sección 2. En la sección 3, mostramos los datos obtenidos a partir de mediciones y los datos calculados a partir de ajustes y en la sección 4, discutimos los resultados obtenidos y como continuar trabajando a futuro.

## 2. Descripción de los datos y metodología

Según las imágenes de STEREO-A/EUVI la ECM se origina en la región NOAA AR12737 (E40N12). Tras inspeccionar secuencias de observaciones de STEREO-

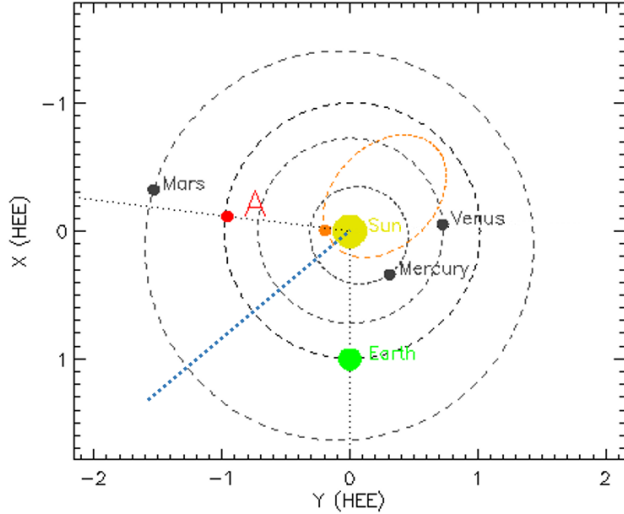


Figura 1: Posición de los satélites de las misiones STEREO-A (punto rojo) y Parker Solar Probe (punto naranja) para el día 02 de abril de 2019. La línea punteada azul representa la dirección de propagación de la ECM, estimada con el modelo de Thernisien (2011).

Tabla 1: Posición de las naves el día 2 de abril de 2019.

Coordenadas	STEREO-A	PSP
Longitud (HEEQ)	-97,4	-86,2
Latitud (HEEQ)	-2,5	-2,8
Distancia Heliocéntrica (UA)	0,967	0,184

A/EUVI en diferentes longitudes de onda, no fue posible determinar la hora exacta del inicio de la erupción. Las imágenes muestran solo pequeñas perturbaciones en el limbo oeste, visibles desde el 1 de abril de 2019 a las  $\approx 23 : 30$  UT hasta el 2 de abril de 2019 a las  $\approx 04 : 00$  UT, por lo que estimamos que en ese horario se produce la erupción.

En la tabla 1, se informa la longitud y latitud en coordenadas HEEQ (del inglés Heliocentric Earth Equatorial) y distancia en Unidades Astronómicas (UA) a la cual se encontraban *STEREO-A* y *PSP* el 2 de abril de 2019. En la Fig. 1, en color rojo se indica la posición de *STEREO-A* y en color naranja la posición de *PSP*.

Para la reconstrucción 3D de la ECM en el campo de visión de COR2 usamos el modelo GCS (Thernisien, 2011), para 15 diferentes conjuntos de observaciones simultáneas de SECCHI-COR2 y LASCO-C3 (ver Fig. 2a).

En la Fig. 2b, se reproducen imágenes del trabajo de Braga & Vourlidas (2021), en el campo de visión, (desde ahora FOV, del inglés field of view), de WISPR-I FOV y HI-1 FOV (fila superior e inferior, respectivamente). Los pequeños cuadrados de color negro representan la posición de la estructura a la que se sigue en las diferentes imágenes (es decir, a distintos tiempos). Como se menciona en Braga & Vourlidas (2021), estos puntos no corresponden al frente de la CME. Para determinar la distancia heliocéntrica tridimensional a partir de la posición de *PSP* y de cada pixel, se utilizó el método

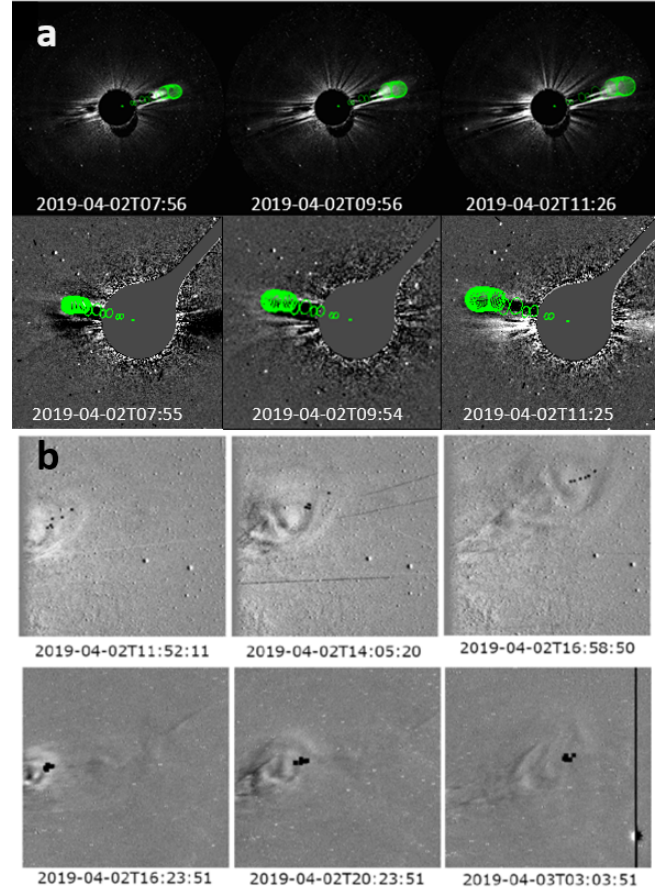


Figura 2: *a*: Ajustes del modelo GCS (malla verde). La fila superior muestra imágenes de SECCHI-COR2 y la fila inferior de LASCO-C3 (mostrando una subregión del campo de visión). *b*: Imágenes de WISPR-I (fila superior) e imágenes de HI-1 (fila inferior). Las imágenes son diferencias corridas y los cuadrados negros son mediciones del frente de la ECM. La Fig. b pertenece al trabajo realizado por Braga & Vourlidas (2021). Reproducido con permiso de Astronomy & Astrophysics, © ESO.

descrito en Liewer et al. (2019).

Los valores de la relación de aspecto  $\kappa_{ar}$  y la altura  $h$  permiten calcular el radio de la ECM  $R = h \kappa_{ar} / (1 + \kappa_{ar})$  y la distancia heliocéntrica del centro de la cuerda de flujo  $D = h - R$ , así como su altura desde la fotosfera  $L = D - R_{\odot}$ .

Los valores de altura en función del tiempo  $h(t)$  son ajustados mediante cuadrados mínimos por una dependencia cuadrática ( $h = at^2 + bt + c$ ) y otra exponencial ( $h = ae^{bt} + c$ ). Estos ajustes son utilizados para calcular la velocidad de propagación  $v_c = dD/dt$  y expansión  $v_e = dR/dt$  de la ECM, así como sus respectivas aceleraciones  $a_c = d^2D/dt^2$  y  $a_e = d^2R/dt^2$ .

### 3. Resultados

Al utilizar el modelo GCS en el rango de distancias de  $10 - 16 R_{\odot}$ , determinamos los siguientes valores numéricos para los parámetros geométricos del modelo: longitud ( $\phi$ ):  $310^{\circ}$  a  $314^{\circ}$ , latitud ( $\theta$ ):  $6^{\circ}$ , ángulo

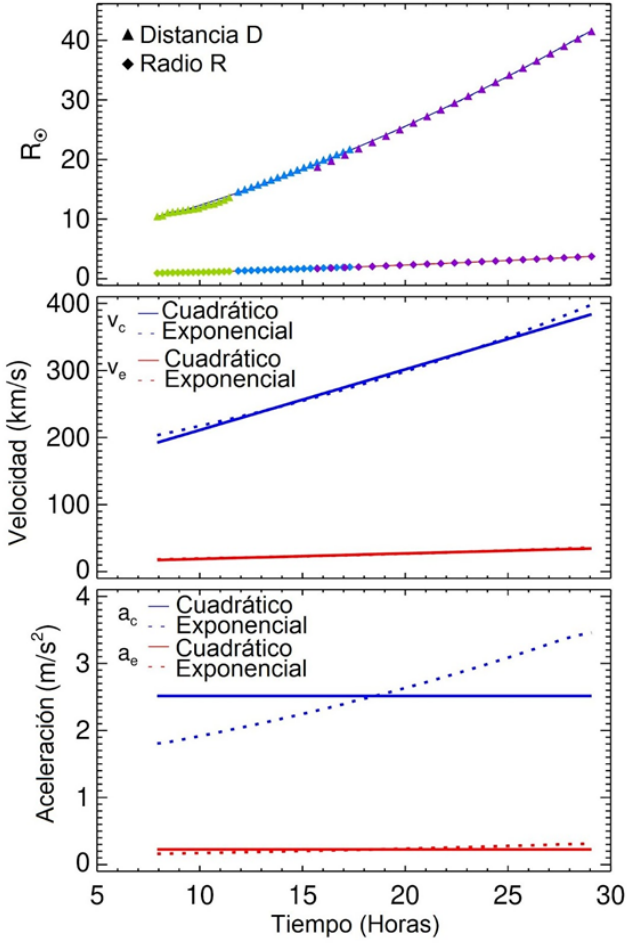


Figura 3: *Panel superior:* Distancias  $D$  y  $R$  vs. tiempo transcurrido desde las 00 : 00 UT del 2 de abril de 2019 (GCS en verde, WISPR-I en celeste y HI-1 en púrpura). *Panel central:*  $v_e$  y  $v_c$  vs. tiempo. *Panel inferior:*  $a_e$  y  $a_c$  vs. tiempo.

de inclinación ( $\gamma$ ):  $-3^\circ$ , relación de aspecto ( $\kappa_{ar}$ ): 0,09, ángulo de apertura de las piernas ( $\alpha$ ):  $5.6^\circ$  y las diferentes alturas  $h$  para los distintos instantes de tiempo (ver Fig. 2a). La dirección de propagación de la ECM, determinada mediante el modelo GCS, se indica en la Fig. 1 mediante la línea punteada azul. En el panel superior de la Fig. 3, graficamos la distancia  $D$  y el radio  $R$  de la ECM (obtenido suponiendo que la ECM evoluciona de forma autosimilar, con un valor de  $\kappa_{ar}$  constante de 0,09). En verde podemos ver las mediciones obtenidas a partir del modelo GCS en el rango de distancias de SECCHI-COR2 FOV, en celeste los datos obtenidos por Braga & Vourlidis (2021) para WISPR-I FOV y en púrpura los datos para HI-I FOV. En el panel central de la Fig. 3 podemos visualizar las velocidades de expansión  $v_e$  y propagación  $v_c$  vs. el tiempo y en el panel inferior de la Fig. 3 la aceleración de expansión  $a_e$  y propagación  $a_c$  vs. el tiempo.

#### 4. Discusión y conclusiones

Estudiamos la ECM del 2 de abril de 2019 en el rango de alturas  $\approx 10-45 R_\odot$ . Utilizamos series temporales de observaciones simultáneas de los instrumentos LASCO-C3, COR2, WISPR-I y HI-1 y las interpretamos mediante el modelo GCS. Determinamos así la variación temporal de la distancia heliocéntrica del centro de la cuerda de flujo  $D(t)$  y del radio de la ECM  $R(t)$ . Utilizando ajustes analíticos de tipo cuadrático y exponencial, estimamos la variación temporal de la velocidad y aceleración de propagación y de expansión de la ECM. A continuación evaluamos las condiciones cinemáticas a  $25 R_\odot$ , ya que para esa distancia ambos ajustes — cuadrático y exponencial— de las aceleraciones  $a_c$  y  $a_e$ , toman aproximadamente el mismo valor, minimizándose así el error a esta distancia. Para  $D = 25 R_\odot$  encontramos que la ECM tiene velocidad de propagación  $v_c = 299 \text{ km s}^{-1}$  y aceleración de propagación  $a_c = 2.5 \text{ m s}^{-2}$ , ambas características de un evento lento que se va acelerando mientras se aleja del Sol. A esa distancia, la velocidad de expansión es  $v_e = 27 \text{ km s}^{-1}$ , indicando una expansión muy lenta aunque ligeramente acelerada ya que a esta misma distancia la aceleración de expansión es  $a_e = 0.2 \text{ m s}^{-2}$ .

Estos datos calculados son de suma importancia ya que pueden ser utilizados en futuros trabajos o modelos, para caracterizar la evolución de las ECM desde la corona hacia el medio interplanetario. A futuro utilizaremos los datos calculados en este trabajo, para realizar un análisis como el realizado en (Di Lorenzo et al., 2021), donde se estudia más detalladamente la evolución no solo cinemática, sino también el comportamiento de las fuerzas internas y del índice politrópico durante la propagación y expansión de la ECM.

*Agradecimientos:* LDL es becario doctoral y HC miembro de la CIC-CONICET. Los autores agradecen: a la AAA la oportunidad de mostrar los trabajos realizados y a C.R. Braga quien cedió las mediciones de WISPR-I y HI-1. LDL y HC agradecen apoyo de los proyectos MSTCAME8181TC (UTN) y PIP 11220200102710CO (CONICET) Los autores reconocen el uso de datos de STEREO (NASA), SOHO (ESA-NASA) y PSP (NASA).

#### Referencias

- Braga C.R., Vourlidis A., 2021, A&A, 650, A31  
 Di Lorenzo L., Balmaceda L.A., Cremades H., 2021, BAAA, 62, 22  
 Domingo V., Fleck B., Poland A., 1995, Solar Phys., 162, 1  
 Fox N.J., et al., 2016, SSRv, 204, 7  
 Gosling J.T., et al., 1976, Solar Phys., 48, 389  
 Howard R.A., et al., 1985, J. Geophys. Res., 90, 8173  
 Kaiser M.L., et al., 2008, SSRv, 136, 5  
 Liewer P., et al., 2019, Solar Phys., 294, 93  
 St. Cyr O.C., et al., 1999, J. Geophys. Res., 104, 12493  
 Thernisien A., 2011, ApJS, 194, 33



# Densidad de partículas en el entorno del asteroide (65803) Didymos debido a su rápida rotación

N.E. Trógolo<sup>1,2,3</sup>, A. Campo Bagatin<sup>3</sup> & F. Moreno<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Instituto Universitario de Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante, España

<sup>4</sup> Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC, España

Contacto / [nair.trogolo@unc.edu.ar](mailto:nair.trogolo@unc.edu.ar)

**Resumen** / El sistema asteroidal cercano a la Tierra (65803) Didymos orbita alrededor del Sol con un semieje mayor de 1.64 ua y es el objetivo de las futuras misiones espaciales DART (NASA) y Hera (ESA). Es un sistema binario compuesto por un asteroide primario, Didymos, de 780 m de diámetro y un satélite, Dimorphos, de 160 m. El primario tiene un periodo de rotación corto (2.26 h) y una baja densidad estimada ( $2170 \text{ kg m}^{-3}$ ), lo que lleva a proponer que es un objeto formado por agregados gravitacionales y cuya forma posee un abultamiento en los polos y en el ecuador (asteroides tipo *top – shape*). En la región ecuatorial de estos asteroides, la aceleración centrípeta puede ser lo suficientemente grande como para superar la gravedad local y permitir que regolito sea expulsado de la superficie. En este trabajo estudiamos bajo qué condiciones este proceso es posible en Didymos, la dinámica de las partículas expulsadas y computamos la densidad de masa en órbita en el entorno del sistema. El análisis se realiza con un código numérico que integra la ecuación de movimiento de las partículas en un marco de referencia rotante, no inercial, centrado en el asteroide primario. Se considera un modelo de forma poliédrica para Didymos, compuesto por 1996 caras y 1000 vértices.

**Abstract** / The near-Earth binary asteroid (65803) Didymos orbits the Sun with a semi-major axis of 1.64 au and is the target of future DART (NASA) and Hera (ESA) space missions. The system is composed of a primary asteroid, Didymos, 780 m in diameter and a satellite, Dimorphos, 160 m in diameter. The primary has a short rotation period (2.26 h) and a low estimated density ( $2170 \text{ kg m}^{-3}$ ), which leads to propose that it is an object formed by gravitational aggregates and whose shape has a bulge at the poles and at the equator (top-shape asteroids). In the equatorial region of these asteroids, the centripetal acceleration can be large enough to overcome the local gravity and allow regolith to be ejected from the surface. In this work we study under which conditions this process is possible in Didymos, the dynamics of the ejected particles and compute the orbit mass density around the system. The analysis is performed by a numerical code that integrates the equation of motion of the particles in a rotating, non-inertial reference frame centered on the primary asteroid. A polyhedral shape model for Didymos, composed of 1996 faces and 1000 vertices, is considered.

**Keywords** / minor planets, asteroids: individual (Didymos) — methods: numerical

## 1. Introducción

(65803) Didymos es un sistema binario de asteroides cercanos a la Tierra (NEA) y es el objetivo de las futuras misiones espaciales DART (NASA) y Hera (ESA). Mediante observaciones de radar y ópticas se ha determinado los parámetros físicos del sistema, así como un modelo de forma para el primario, Didymos, donde muestra apariencia de diamante o *top – shape*. Esta información ha sido publicada en el Didymos Reference Model (ESA) (Fang & Margot, 2012; Naidu et al., 2020; Scheirich & Pravec, 2009). La masa total del sistema es  $M_T = 5.258 \times 10^{11} \pm 0.54 \times 10^{11} \text{ kg}$ , con una relación de masa entre el secundario y el primario de  $M_S/M_P = 0.0093 \pm 0.0013$ . El tamaño de Didymos en sus ejes principales es  $832 (\pm 3\%) \times 835 (\pm 3\%) \times 786 (\pm 5\%) \text{ km}$  y se estima que es un asteroide tipo S con una densidad de  $2170 \pm 350 \text{ kg m}^{-3}$  y un periodo de rotación corto  $2.2600 \pm 0.001 \text{ h}$ . Dado su tipo espectral, y considerando que sus análogos de meteoritos son condritas ordinarias,

con una densidad típica superior a  $3000 \text{ kg m}^{-3}$ , Didymos es probablemente un *rubble – pile* o agregado gravitacional, en otras palabras, un asteroide no monolítico, formado por reacumulación de pequeños fragmentos que se generaron posterior a una colisión catastrófica entre asteroides. En la región ecuatorial de estos asteroides, la fuerza centrífuga que actúa sobre las partículas puede superar la atracción gravitatoria del asteroide, resultando en una aceleración local neta dirigida hacia afuera, lo que les permite abandonar la superficie a velocidad cero y evolucionar dinámicamente en el sistema.

En este trabajo analizamos bajo qué circunstancias la eyección de regolito ocurre y su posterior evolución dinámica. Además, proporcionamos una estimación de la cantidad de material presente en el entorno del sistema. Las predicciones del modelo podrán probarse mediante datos de las misiones DART y Hera, lo que hace que este sea un sistema particularmente interesante para estudiar.

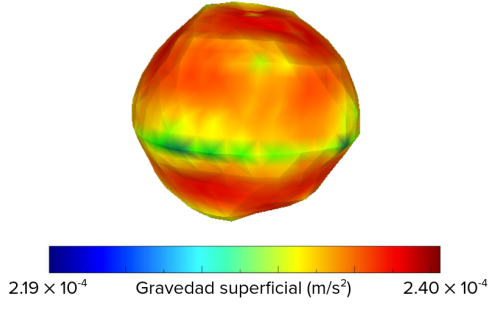


Figura 1: Gravedad superficial en el modelo de forma poliédrico utilizado para Didymos compuesto por 1996 caras y 1000 vértices.

## 2. Metodología

Con el fin de estudiar el proceso de despegue de partículas de la superficie del asteroide Didymos, hemos desarrollado un código numérico capaz integrar la ecuación de movimiento de una partícula que inicialmente se encuentra en reposo en la superficie y que está expuesta al campo central generado por el primario, a las perturbaciones gravitacionales del secundario y del Sol, y a la presión de radiación solar (PRS). Además, al tratarse de un marco de referencia rotante, es necesario considerar la fuerza centrípeta y coriolis. Inicialmente, las partículas se ubican en el centro geométrico de las caras triangulares del modelo de forma del asteroide, compuesto por 1996 caras y 1000 vértices (Ver Fig. 1), y en cada paso de integración se estudia la condición de despegue, es decir, si la sumatoria de las fuerzas mencionadas es positiva. Alrededor del asteroide se traza una grilla en latitud y longitud, que se expande en bins radiales. En estas celdas 3D se calculará la densidad de masa de partículas acumulada al final del tiempo de integración. En base a las trayectorias de las partículas hemos definido cuatro posibles estados finales: ES1) partículas que despegan de la superficie y al cabo de un tiempo vuelven a aterrizar, ES2) partículas que permanecen en órbita, ES3) partículas que se acretan en el secundario y ES4) partículas que escapan del sistema.

## 3. Simulaciones

Realizamos tres simulaciones diferentes que nos permitieron comparar la evolución de las partículas posterior al despegue:

- Simulación durante 30 días cerca del pasaje del sistema por el perihelio ( $S_1$ ).
- Simulación durante 30 días cerca del afelio ( $S_2$ ).
- Simulación durante una órbita heliocéntrica completa, 2.11 años ( $S_3$ ).

Para ello, adoptamos los valores para los parámetros físicos descritos en la Sección 1 y los parámetros orbitales que se detallan a continuación. El semieje mayor de la órbita del binario establecido en  $a_B = 1190.0$  m y una excentricidad  $e_B = 0.03$ . La órbita heliocéntrica del sistema respecto al plano de la eclíptica tiene

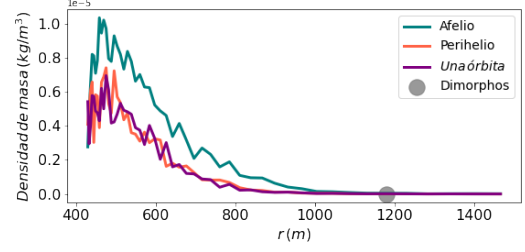


Figura 2: Densidad de masa en órbita respecto a la distancia radial.  $r = 0$  m corresponde al centro de Didymos,  $r \sim 430$  m a la superficie. Gráfico adaptado de (Trógolo et al., 2022).

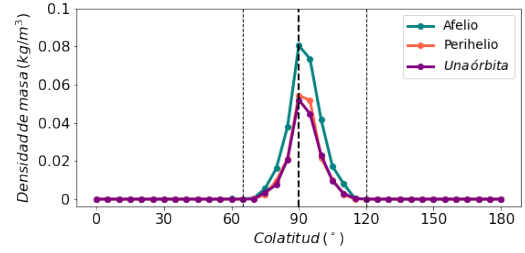


Figura 3: Densidad de masa en órbita alrededor de Didymos respecto a la colatitud. Gráfico adaptado de (Trógolo et al., 2022).

valores de  $a_H = 1.64$  ua,  $e_H = 0.38$  y una inclinación  $i_H = 3.40^\circ$  (JPL Small-Body Database Browser: <http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi>). En cuanto a las propiedades de las partículas, se asume un valor de referencia para la tasa de producción de masa de  $dM/dt = 1 \text{ kg s}^{-1}$ . Se adopta un valor en concordancia con el rango estimado para asteroides activos (Jewitt et al., 2015) debido a que este parámetro es desconocido en Didymos. Los tamaños de partículas simuladas siguen una distribución de acuerdo a la ley de potencias  $n(r) \propto r^\kappa$ , con un índice  $\kappa \sim -3.5$  (Sánchez & Scheeres, 2014). Los radios límites de la distribución son  $r_{min} = 0.0001$  cm y  $r_{max} = 1.0$  cm. Se utilizaron tres diferentes radios:  $r_1 \sim 5 \mu\text{m}$ ,  $r_2 \sim 0.1$  mm y  $r_3 \sim 2$  mm; los cuales han sido seleccionados dividiendo el intervalo  $[r_{min}, r_{max}]$  en tres partes siguiendo la ley de potencias propuesta. La densidad asociada a estas partículas es  $3500 \text{ kg m}^{-3}$  típica de las condritas ordinarias.

## 4. Resultados

En primera instancia, analizaremos la distribución de partículas que al final del tiempo de integración están en el estado final ES2. La Fig. 2 muestra la densidad de masa de partículas respecto a la distancia radial-medida desde el centro de Didymos- hasta el centro de cualquier celda espacial 3D. Notar que dichas curvas comienzan en  $\sim 430$  m, ya que ahí yace la superficie del asteroide. El eje y representa la densidad de masa integrada en todas las latitudes y longitudes. Las tres curvas de colores representan las diferentes simulaciones: durante el afelio (verde), durante el perihelio (salmón) y para una órbita completa (púrpura). En los tres casos se observa una nube de partículas que se extiende hasta 600 m aproxi-

madamente, cuya densidad disminuye a medida que nos alejamos de la superficie del asteroide.

Existe una notoria diferencia en densidad en el momento en que el asteroide pasa por el perihelio, con respecto al afelio (relación de masa del disco 4/9). Esto se debe a que la presión de radiación solar barre las partículas más pequeñas de un modo más eficiente cuando el asteroide está próximo al Sol. Por otro lado, se observa que la simulación en una órbita completa arroja resultados similares a los observados durante el pasaje por el perihelio. Esto ocurre debido a que hemos fijado como punto de partida en  $S_3$  una fecha cercana al perihelio, y al completar una órbita, el momento final de la simulación es precisamente cerca del pasaje por el perihelio. Esto muestra que no existe una diferencia significativa en realizar simulaciones en 30 días contra  $\sim 770$  días (2.11 años) y que el factor crucial es la posición en la órbita heliocéntrica donde se encuentra el sistema al momento de realizar “la observación”.

Si se observa la distribución de la densidad de masa respecto a la colatitud, es decir integrada sobre todos los radios y longitudes, puede observarse que las partículas se sitúan alrededor del plano ecuatorial y lo hacen de forma asimétrica, debido a las asimetrías propias de la topología del primario (Ver Fig.3).

El porcentaje de partículas que alcanzan los diferentes estados finales fueron computados en cada simulación, así como el tiempo de vida medio en órbita. En  $S_1$  encontramos que más del 90% de las partículas terminan en el estado ES1, entre el 0.03 y 1.55% (dependiendo de su tamaño) en ES2, un 0.22% en ES3 y  $\sim 8\%$  escapan del sistema (ES4). En  $S_2$  más del 95% vuelven al primario (ES1), entre el 0.04 y 3.17% terminan en ES2, cerca del 0.45% en ES3 y un 0.5% en ES4. Se observa que estos resultados dependen del tamaño de las partículas, ya que en el rango de los micrómetros domina la PRS. En el caso de aquellas partículas que permanecen en órbita (ES2), representadas en las Fig.2 y 3, el tiempo de vida medio en órbita es  $\sim 52$  h en  $S_1$ ,  $\sim 125$  h en  $S_2$  y  $\sim 38$  h en  $S_3$ . Para  $S_3$  tenemos un mayor porcentaje de partículas que luego de pasar cierto tiempo en órbita, vuelven a aterrizar en la superficie de Didymos. Las posiciones de aterrizaje pueden verse en el mapa de color de la Fig. 4, donde zonas rojizas se corresponden con una mayor densidad de partículas que aterrizan. Hemos visto que el disco de partículas se ubica en la región ecuatorial del asteroide, por lo que es de esperar que la mayor parte de los aterrizajes se produzcan allí. Además, el abultamiento ecuatorial propicia colisiones en esa región por tener mayor altitud. Es importante notar que aquellas partículas que regresan a la superficie, y se sitúan cerca del ecuador, son un reservorio para futuras eyecciones de masa, sin embargo, no ocurriría lo mismo con aquellas que aterrizan a medianas o altas latitudes.

## 5. Resumen y discusión

En este trabajo modelamos la dinámica de las partículas expulsadas de la superficie de Didymos, con su modelo de forma poliédrico, debido a su rápida rotación. Las simulaciones muestran que al considerar el periodo de giro actual (2.26 h) y los parámetros físicos nominales,

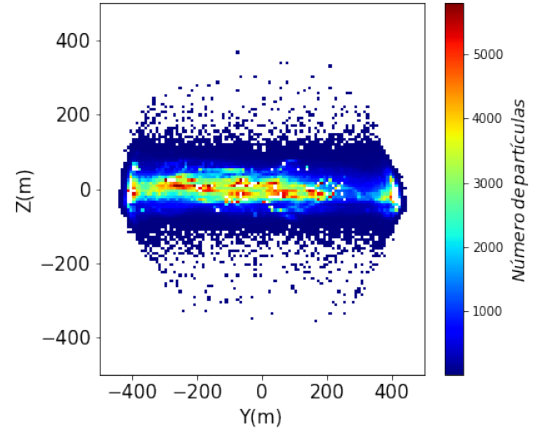


Figura 4: Proyección en el plano YZ de partículas que aterrizan nuevamente en el asteroide (ES1).  $Z = 0$  corresponde al plano ecuatorial.

el asteroide es capaz de expulsar regolito de las regiones ecuatoriales. El estado final de las partículas eyectadas depende fuertemente de su tamaño, partículas más pequeñas ( $r_1$ ) son más susceptibles a escapar del sistema por PRS. En general, todas las simulaciones muestran que más del 90% de partículas que despegan regresan a la superficie (EF1). Este proceso de eyección-caída sería constante y logra un estado estacionario en  $\sim 27$  días, por este motivo coinciden las densidades de masa para  $S_1$  y  $S_3$  en la Fig. 2. Las partículas que caen a la superficie serían un reservorio para ser expulsadas con posterioridad, lo que mantendría el proceso activo, sin embargo podría ocurrir que el reservorio de partículas del orden de micrómetros eventualmente se agote por influencia de la PRS. Superficies sin regolito fino (polvo) han sido observadas previamente en asteroides con características similares como Ryugu y Bennu (Michikami et al., 2019). Por otra parte, las partículas que permanecen en órbita alrededor del asteroide forman un disco en el plano ecuatorial, cuyas partículas tienen órbitas altamente inestables, con tiempos de vida medios entre 38 y 125 h. Además hemos visto que existe una correlación entre el tiempo de vida medio y el tamaño de partícula, siendo las más grandes capaces de permanecer más tiempo en órbita. Para los radios de partículas considerados en nuestro trabajo, la cantidad de masa total en órbita dependerá de la posición en la órbita heliocéntrica del sistema binario, en otras palabras, del momento en que se realice la observación. Cerca del perihelio la PRS expulsará más partículas y por consiguiente la masa total en órbita será menor.

## Referencias

- Fang J., Margot J.L., 2012, *AJ*, 143, 24  
 Jewitt D., Hsieh H., Agarwal J., 2015, *Asteroids IV*, 221–241  
 Michikami T., et al., 2019, *Icarus*, 331, 179  
 Naidu S.P., et al., 2020, *Icarus*, 348, 113777  
 Sánchez P., Scheeres D.J., 2014, *M&PS*, 49, 788  
 Scheirich P., Pravec P., 2009, *Icarus*, 200, 531  
 Trógolo N.E., et al., 2022, *LPI Contributions*, *LPI Contributions*, vol. 2678, 1895



# Estudio de los cambios de la distribución de propiedades espectrales de familias dinámicas de asteroides tipo S con la edad

E. Tello<sup>1,2</sup>, M. Melita<sup>1,2</sup>, Z. Kaňuchová<sup>3</sup>, R. Brunetto<sup>4</sup> & G. Strazzulla<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Astronomical Institute of Slovak Academy of Sciences, Eslovaquia

<sup>4</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Saclay-CNRS, Francia

<sup>5</sup> Osservatorio Astrofisico di Catania, INAF, Italia

Contacto / etello@iafe.uba.ar

**Resumen** / El cambio de la pendiente de la distribución espectral con la edad de las familias dinámicas de tipo S, causada por el efecto acumulativo de la irradiación cósmica, está bien establecido por diversos autores. Nosotros notamos que si hay una variedad en la composición de la superficie original, entonces la escala de tiempo que determina la velocidad de ese cambio composicional, va a tener un rango de valores como consecuencia de esa variedad. Por lo tanto, así como el valor medio de la distribución de pendientes de la distribución espectral tiende a ser más pronunciado (más rojo) con el paso del tiempo, también debería desarrollarse un sesgo progresivo en esa distribución. Utilizando SDSS-MOC-IV (catálogo que contiene colores) y NEOWISE (catálogo que contiene albedos), determinamos los miembros verdaderos de tipo S. Reteniendo sólo miembros con albedos y colores en el rango característico de los cuerpos de tipo S, corroboramos el cambio de la distribución espectral con la edad y comparamos nuestros resultados con estimaciones anteriores. Utilizando sólo los miembros “verdaderos” de tipo S, también encontramos una correlación significativa entre algunos parámetros de estimación del sesgo y la edad. En conclusión, nuestros resultados ofrecen evidencia adicional de los efectos de la radiación cósmica en superficies asteroidales y proporcionan nuevas formas posibles de determinar la edad de las familias dinámicas de tipo S. También encontramos que el albedo muestra una muy leve tendencia a crecer con la edad.

**Abstract** / The change of the slope of the spectral distribution with the age of the dynamic families of type S, caused by the cumulative effect of cosmic irradiation, is well established by various authors. We note that if there is a variety in the composition of the original surface, then the time scale that determines the speed of that compositional change, is going to have a range of values like consequence of this variety. Therefore, as well as the mean value of the distribution of slopes of the distribution spectral variation tends to be more pronounced (redder) over time, it should also develop a progressive skew in that distribution. Using SDSS-MOC-IV (catalog containing colors) and NEOWISE (catalog containing albedos), we determined the true members of S-type. Retaining only members with albedos and colors in the range characteristic of S-type bodies, we corroborate the change of the spectral distribution with age and compare our results with previous estimates. Using only the “true” members of type S, we also find a significant connection between some estimation parameters bias and age. In conclusion, our results offer additional evidencetional of the effects of cosmic radiation on asteroidal surfaces and available new possible ways of determine the age of dynamic S-type families. We also found that the albedo shows a very slight tendency to increase with age.

*Keywords* / minor planets, asteroids: general — interplanetary medium — celestial mechanics

## 1. Introducción

El cinturón principal de asteroides se puede dividir en tres regiones correspondientes a la zona interna ( $2.0 \text{ UA} < a < 2.5 \text{ UA}$ ,  $i < 17.5$  grados), central ( $2.5 \text{ UA} < a < 2.82 \text{ UA}$ ,  $i < 17.5$  grados), y exterior ( $2.82 \text{ UA} < a < 3.7 \text{ UA}$ ,  $i < 17$  grados), siendo la zona interna la que contiene al mayor número de familias con tipo taxonómico S.

Según Jedicke et al. (2004), Nesvorný et al. (2005), Vernazza et al. (2009), Willman et al. (2010) existe una correlación entre la edad de las familias dinámicas de asteroides de tipo S en el cinturón principal y su color

medio o la pendiente de la distribución de reflectividad espectral.

Melita et al. (2017), muestra que una dispersión compatible con las observaciones de las escalas características de la evolución temporal del color, producen naturalmente un aumento del sesgo de las distribuciones de color con la edad. La dispersión de las escalas se debería a variaciones de la composición de la superficie de los asteroides dentro de la familia. Por lo tanto es de interés estudiar el sesgo de las distribuciones de color de las familias de tipo S con edades bien determinadas.



## 2. Métodos

Muchos asteroides pueden tener elementos orbitales propios similares pero eso no significa que pertenezcan a la familia (intrusos). Para separar los miembros de tipo S verdaderos de la familia dinámica, usaremos los siguientes criterios:

- $0.1 < p_v < 0.5$  (albedo-NEOWISE), límites típicos aproximados de albedos de asteroides tipo S.
- $0.3 < PC1 < 0.1$  (SDSS-MOC-4), límites típicos aproximados para la 1ra. componente principal (PC1) de asteroides tipo S, según Jedicke et al. (2004) y Nesvorný et al. (2005).
- $|C_j| < 1$ , éste parámetro  $|C_j|$ , nos indica que los cuerpos con  $|C_j| > 1$  son sospechosos de ser intrusos dinámicos de la familia, ya que caen fuera de la forma V, que resulta de graficar la magnitud absoluta ( $H$ ) contra el semieje mayor propio ( $a_p$ ). La forma V resulta de dos procesos: primero, de la relación entre la velocidad y la masa, y el segundo proceso y típicamente más dominante en la forma V, es aportada por el efecto Yarkovsky, de cuya pendiente puede deducirse la edad. (Ver Nesvorný et al. (2015)).

Para éste trabajo usamos los datos de los colores del SDSS-MOC-IV\* que posee 471569 registros. Entre los campos se encuentran los 5 colores:  $u'$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$  y  $z'$  y los colores derivados Johnson V y B. De estos 471569 registros de asteroides, sólo tomamos aquellos que: poseen la numeración respectiva del asteroide, magnitud ( $u'$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$ )  $< 29$  y error de magnitud  $< 10\%$ ; luego promediamos las magnitudes de colores de los asteroides repetidos en dicho catálogo, resultando sólo 20647 asteroides como producto del tratamiento de los datos.

También trabajamos con el catálogo NEOWISE (albedos), que posee 183412 registros de asteroides, que luego de su respectivo tratamiento nos quedó 128188 datos.

Calculamos los índices de color intrínsecas corregidas por los colores solares y analizamos ( $u-g$ ), ( $g-r$ ), ( $g-i$ ) y ( $g-z$ ) donde, según Willman et al. (2010):

$$\begin{aligned} u - g &= u' - g' - 1.43, \\ g - r &= g' - r' - 0.44, \\ g - i &= g' - i' - 0.55, \\ g - z &= g' - z' - 0.58. \end{aligned} \quad (1)$$

Luego realizamos el análisis de componentes principales (PCA)\*\* a los índices de colores dados en el párrafo anterior para obtener PC1 y PC2.

En nuestro trabajo usamos el Lenguaje R para calcular las componentes principales PC1 y PC2, cuya ecuación de transformación es la siguiente:

$$\begin{aligned} PC1 &= 0.4836038(u - g) + 0.4237568(g - r) \\ &\quad + 0.6009774(g - i) + 0.474746(g - z), \\ PC2 &= -0.8505989(u - g) + 0.1726383(g - r) \\ &\quad + 0.2055909(g - i) + 0.4521171(g - z). \end{aligned} \quad (2)$$

Las componentes principales PC1 y PC2 halladas por nosotros según la Ec. 2, son similares a las de Nesvorný et al. (2005).

\*<https://sbn.psi.edu/pds/resource/sdssmoc.html>

\*\*El análisis de componentes principales (PCA) es una técnica estadística que tiene aplicaciones en muchos campos y que permite proyectar información de conjuntos de datos de alta dimensión a un conjunto de dimensión más baja.

La ecuación usada por Jedicke et al. (2004), Willman et al. (2010) y que nosotros también usamos para modelar la variación de la primera componente (PC1) del catálogo SDSS (Sloan Digital Sky Survey) a través del tiempo, es del tipo:

$$PC1(t) = PC1(0) + \Delta PC1(1 - e^{-(\frac{t}{\tau})^\alpha}). \quad (3)$$

## 3. Resultados

En la Tabla 1 se puede apreciar en la 2da. columna: el número de asteroides de las familias de Nesvorný (Nesvorný et al. (2015)). En la 3ra. columna: el número de asteroides encontrados en SDSS y NEOWISE sin aplicar los criterios de PC1, albedo y  $|C_j|$  (intrusos). En la 4ta. columna el número de asteroides encontrados en SDSS y NEOWISE considerando los criterios mencionados de los asteroides intrusos. En la 5ta. y 6ta. columna la media de PC1 y su error respectivamente. Y por último en la 7ma. y 8va. columna la media de albedo y su error respectivamente.

El promedio de los valores medios de albedo de las familias consideradas aquí, de las que fueron excluidos objetos por criterio de color, albedo y  $|C_j|$ , tienen una diferencia de aproximadamente un 1% respecto de lo obtenido por Masiero et al. (2015), y la diferencia respecto de los valores reportados por Nesvorný et al. (2015) es del orden del 20%, en oposición a lo esperado, dado que éste último elimina objetos con  $|C_j| > 1$ , a pesar de que los valores algo superiores son más compatibles con la tipología tipo S.

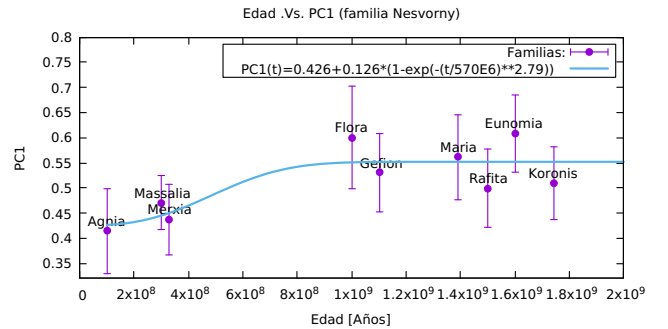


Figura 1: Podemos apreciar la curva de PC1 con la edad para las diversas familias de Nesvorný, donde se realizó un ajuste con la Ec. 3, cuyos parámetros resultaron:  $PC1(0) = 0.426 \pm 0.049$ ,  $\Delta PC1 = 0.126 \pm 0.055$ ,  $\tau = 570 \pm 220$  My,  $\alpha = 2.79 \pm 4.432$ . Varianza residual (chic cuadrado reducido) = 0.0019450

## 4. Conclusiones

- Los criterios de albedo y PC1 nos permiten saber si el asteroide corresponde al tipo taxonómico S y el criterio de  $|C_j|$  si pertenece a la familia dinámica.
- En la Fig. 1, observamos que la componente PC1 aumenta con la edad de las familias, enrojeciendo con el tiempo debido a la irradiación cósmica de acuerdo a lo ya conocido en la literatura por Willman et al. (2010). De la misma forma apreciamos en la Fig. 2

Familias	N(Nesvorny) integrantes	N(SDSS y NW) con intrusos	N(SDSS y NW) sin intrusos	M.PC1	± Error	M.Albedo	± Error
Flora(8)	13786	565	427	0.600153	0.101724	0.306210	0.0757972
Massalia(20)	6424	33	22	0.470827	0.0534235	0.245136	0.0626479
Eunomia(15)	5670	408	378	0.608161	0.0759827	0.275211	0.0694027
Maria(170)	2940	162	155	0.561536	0.0838021	0.266431	0.0682462
Merxia(808)	1215	14	9	0.437549	0.0697254	0.224889	0.0606198
Agnia(847)	2125	26	16	0.414743	0.0846631	0.242906	0.0630546
Gefion(272)	2547	136	124	0.530878	0.0773709	0.272645	0.0703743
Rafita(1644)	1295	33	25	0.499189	0.0784122	0.242500	0.0583454
Koronis(1589)	5949	263	254	0.509452	0.0721513	0.238545	0.0614124

Tabla 1: Datos de los números de asteroides (SDSS y NEOWISE (NW)) con intrusos y sin intrusos, como también la media de PC1 (M.PC1) y media de albedo (M.Albedo) con sus respectivos errores.

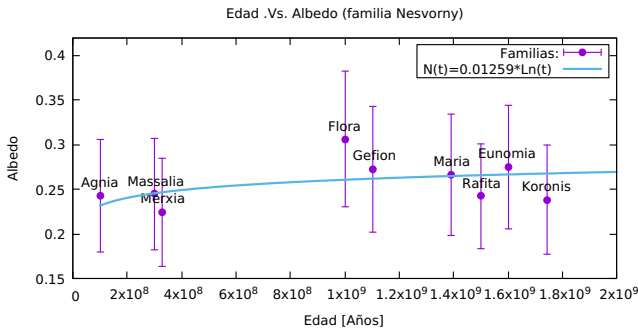


Figura 2: Podemos apreciar que la curva del albedo con la edad (ajuste:  $N(t) = a \cdot \ln(t)$ ), posee una muy leve pendiente positiva, cuyo parámetro del ajuste:  $a = 0.01259 \pm 0.0003762$ . Varianza residual (chic cuadrado reducido) = 0.000532108

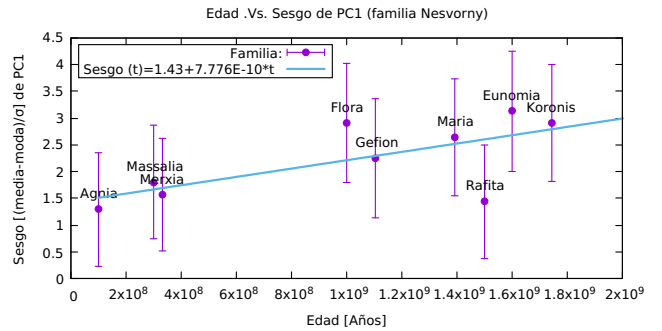


Figura 4: Curva del sesgo vs. PC1, vemos que el sesgo aumenta con la edad. Se ajustó a  $sesgo(t) = a + b \cdot t$ , con  $a = 1.43 \pm 0.3674$  y  $b = 7.776E-10 \pm 3.154E-10$ . Con varianza residual (chic cuadrado reducido) = 0.305788

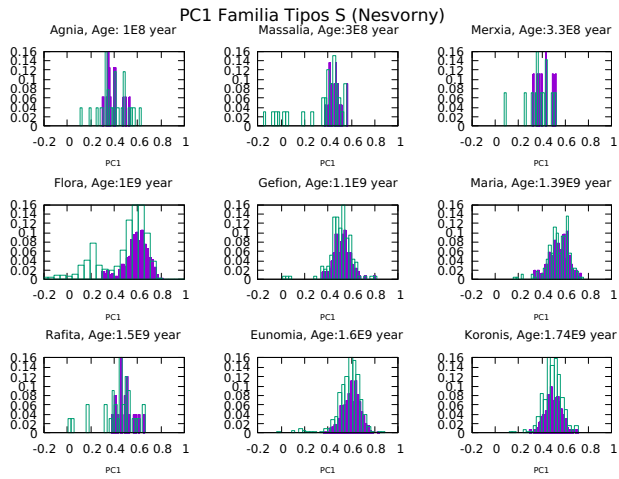


Figura 3: Histogramas de PC1 en el eje X y la frecuencia en el eje Y de familias dinámicas de tipo S (los de color lila sin intrusos y los de color verde con intrusos).

que el albedo muestra una muy leve tendencia a crecer con la edad, que debería ser corroborada con más datos.

- En la Fig. 3, vemos que hay muchos asteroides intrusos que no cumplen con los criterios de albedo, PC1

y  $|C_j|$ . Vemos que la familia de Flora posee miembros de diversos tipos taxonómicos según el análisis de componentes principales.

- En la Fig. 4, podemos apreciar que hay una correlación positiva entre el sesgo y la edad.

*Agradecimientos:* Se agradecen los comentarios del revisor que han permitido mejorar el artículo notablemente.

## Referencias

Jedicke R., et al., 2004, *Nature*, 429, 275  
 Masiero J.R., et al., 2015, *Asteroids IV*, 323–340  
 Melita M., et al., 2017, Study of the ageing and rejuvenating processes affecting asteroid Itokawa. *Asteroids Comets Meteors 2017*. Montevideo, Uruguay.  
 Nesvorný D., Brož M., Carruba V., 2015, *Asteroids IV*, 297–321  
 Nesvorný D., et al., 2005, *Icarus*, 173, 132  
 Vernazza P., et al., 2009, *Nature*, 458, 993  
 Willman M., et al., 2010, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42*, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, vol. 42, 39.10



# Impacto de la fotoevaporación en la evolución de discos protoplanetarios en sistemas estelares binarios

A.E. Correa<sup>1</sup>, M.P. Ronco<sup>2,3,4</sup>, M.M. Miller Bertolami<sup>1,4</sup> & O.M. Guilera<sup>1,4,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile

<sup>3</sup> Núcleo Milenio de Formación Planetaria, Chile

<sup>4</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / correaea@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / En este trabajo presentamos resultados preliminares sobre el impacto que tienen diferentes tasas de fotoevaporación de rayos X en la evolución de discos protoplanetarios en sistemas estelares binarios. Utilizando PlanetaLP-B, un código numérico que modela la estructura vertical, la acreción viscosa y fotoevaporación del disco en estos escenarios, determinamos las características de la evolución radial de estos discos y sus escalas de tiempo de disipación, las cuales dependen de las tasas de fotoevaporación consideradas.

**Abstract** / In this work we present preliminary results on the impact of different X-ray photoevaporation rates on the evolution of protoplanetary disks in binary systems. Using PlanetaLP-B, a numerical code that computes the vertical structure, viscous accretion and photoevaporation of the disk in these environments, we determine the characteristics of the radial evolution of these disks and their dissipation timescales, which depend on of the photoevaporation rates considered.

**Keywords** / protoplanetary disks — binaries: close — methods: numerical

## 1. Introducción

El proceso de formación planetaria es un fenómeno común en estrellas de tipo solar (Drazkowska et al., 2022). Por otro lado, el  $\sim 50\%$  de estas estrellas forma parte de sistemas estelares binarios (Raghavan et al., 2010). En la actualidad, más de 215 exoplanetas confirmados forman parte de sistemas estelares binarios (Schwarz et al., 2016) y se espera que este número se incremente significativamente a partir de futuros descubrimientos con TESS y PLATO (Sullivan et al., 2015; Rauer et al., 2016).

Los planetas nacen en los discos protoplanetarios que se forman como sub-producto del proceso de formación estelar (ver detalles en Venturini et al., 2020). Las escalas de tiempo de disipación de estos discos, que en sistemas estelares simples varía de 1 a 10 Ma, con una media en  $\sim 3$  Ma (Fedele et al., 2010; Pfalzner et al., 2014), imponen una cota temporal superior para la formación de planetas gigantes gaseosos. Sin embargo, las edades de discos orbitando a una de las componentes de un sistema estelar binario pueden ser significativamente diferentes debido principalmente a los torques generados por el par binario sobre el disco de gas, capaces de truncarlo y de acelerar su disipación (Papaloizou & Pringle, 1977; Artymowicz & Lubow, 1994; Rosotti & Clarke, 2018). Varios surveys de discos (Cieza et al., 2009; Kraus et al., 2012; Zurlo et al., 2021) efectivamente reportan que la fracción de estos objetos en sistemas binarios cercanos (con separaciones menores a las 40 ua) es menor que alrededor de estrellas simples o binarias separadas.

En este trabajo presentamos resultados preliminares

sobre el estudio del impacto de diferentes tasas de fotoevaporación de rayos X en la evolución temporal de los perfiles radiales de las densidades superficiales y de sus escalas de tiempo de disipación.

## 2. Evolución del disco de gas

Para computar la evolución de un disco de gas que orbita alrededor de una de las componentes de un sistema estelar binario, utilizamos PlanetaLP-B (Ronco et al., 2021, R21 de ahora en adelante). Este código computa, en primera instancia, la estructura vertical del disco protoplanetario resolviendo las ecuaciones de transporte y estructura, las cuales tienen en cuenta la contribución térmica que genera el sistema binario sobre el mismo (ver la Sec. 2.1 en (R21).) Una vez determinadas las variables termodinámicas en el plano medio del disco, se computa la evolución temporal de la densidad superficial de gas, considerando que evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación. Se resuelve numéricamente una ecuación de difusión, a la cual sumamos la interacción gravitatoria con la compañera estelar (ver eq. 11 en R21). Los discos protoplanetarios en sistemas estelares binarios se encuentran truncados debido al torque producido por la estrella compañera. La distancia a la que ocurre este truncamiento se conoce como radio de truncamiento  $R_t$ . Rosotti & Clarke (2018) muestra en su Fig.1 un ajuste a la relación  $R_t/a$  dependiendo del cociente de masas  $q = \frac{M_2}{M_1}$ ; que, para valores de  $q = 1$  vale aproximadamente  $1/3$ . El proceso de fotoevaporación producido por la estrella central, actúa como un sumide-

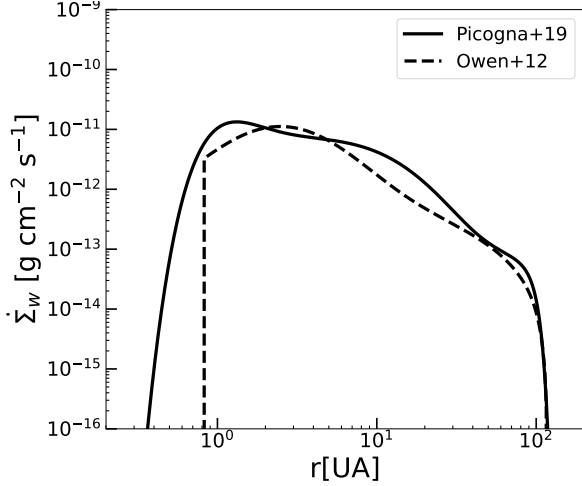


Figura 1: Comparación entre las tasas de fotoevaporación analíticas derivadas por O12 y P19 para una estrella central de  $1M_{\odot}$  y  $L_x \sim 2.3 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ .

ro en la ecuación de difusión. Despreciamos los posibles efectos de fotoevaporación sobre el disco por parte de la estrella compañera. Si bien es posible que este efecto juegue algún rol en sistemas estelares cercanos con estrellas de similar masa, no es posible cuantificarlo actualmente ya que no existen trabajos que lo modelen. Es sin embargo esperable que el impacto, respecto a la fotoevaporación generada por la estrella central, sea secundario para binarias separadas ( $\gtrsim 80 \text{ ua}$ ) con razón de masas alta (Rosotti & Clarke, 2018).

### 2.1. Fotoevaporación por rayos X

La fotoevaporación es un mecanismo que, junto con la acreción viscosa, juega un rol fundamental en la disipación de los discos. Trabajos previos mostraron que en estrellas de baja masa ( $M_{\star} < 2.5M_{\odot}$ ) predomina la fotoevaporación por rayos X frente a la fotoevaporación EUV o FUV (Kunitomo et al., 2021). En este trabajo computamos la fotoevaporación por rayos X adoptando prescripciones analíticas derivadas por Owen et al. (2012) y por Picogna et al. (2019) (O12 y P19 respectivamente, de ahora en más) a partir de resultados de simulaciones hidrodinámicas. Estas últimas, obtenidas a partir de un modelado más detallado de la pérdida de masa por fotoevaporación en las regiones externas de los discos (ver P19), reproducen mejor las cavidades observadas en discos de transición y las tasas de acreción de estos objetos.

En la figura 1 mostramos el comportamiento de ambas prescripciones analíticas para la tasa de fotoevaporación utilizadas en nuestro modelo, en función del radio orbital  $r$ , para una estrella de  $1M_{\odot}$  y luminosidad de rayos X de  $\sim 2.3 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$  obtenida a partir de Preibisch et al. (2005) (similar a la gráfica 5 de P19). En las regiones más externas del disco de gas, por detrás de las 5 ua, las tasas propuestas por P19 son más eficientes que las propuestas por O12.

Tabla 1: Separaciones del sistema estelar elegidas ( $a$ ), radios de truncamientos asociados ( $R_t$ ), y escalas de tiempo de disipación computadas usando O12 ( $t_{\text{dis,O}}$ ) y P19 ( $t_{\text{dis,P}}$ ).

$R_t$ [ua]	$a$ [ua]	$t_{\text{dis,O}}$ [Ma]	$t_{\text{dis,P}}$ [Ma]
140	424.2	3.9	2.8
30	90.0	2.2	2.1
25	75.75	1.88	1.9
20	60.6	1.4	1.6
13	39.4	1.1	1.5
5	15.15	0.4	0.7

## 3. Resultados

Realizamos nuestras simulaciones considerando un disco de masa  $M_d = 0.1M_{\odot}$ ; masas de las componentes del sistema binario  $M_1 = M_2 = 1M_{\odot}$ ; un valor para el parámetro de la viscosidad  $\alpha = 0.001$ . En la Tabla 1 se muestran las separaciones estelares consideradas y los radios de truncamiento asociados, teniendo en cuenta que en nuestro caso  $q = M_2/M_1 = 1$ . Algunas de estas separaciones elegidas generan radios de truncamiento similares a los considerados por Rosotti & Clarke (2018).

En la figura 2 mostramos los perfiles de densidad de gas que se obtuvieron utilizando ambas prescripciones para las tasas de fotoevaporación de RX. En los discos más extendidos (izquierda) observamos la presencia de una brecha, aunque la posición de éstas difiere según las tasas de fotoevaporación utilizadas. Debido a que las tasas de P19 son más eficientes en las regiones externas, estos discos poseen brechas más alejadas de la estrella central y disipan más rápido en comparación a las prescripciones de O12. En discos más compactos, con  $R_t = 13$  y 5 ua (centro y derecha), no se forman brechas (en acuerdo con Rosotti & Clarke (2018)), y, como puede apreciarse en la Tabla 1, la tendencia en los tiempos de disipación se invierte. Es decir, los discos computados con O12 disipan más rápido que los computados con P19. Particularmente, en la figura 3 mostramos que este cambio en la tendencia ocurre para discos con  $R_t \lesssim 25 \text{ ua}$ .

## 4. Conclusiones

Comparamos la evolución de discos protoplanetarios en sistemas estelares binarios bajo las prescripciones de fotoevaporación de RX derivadas por O12 y P19, siendo las últimas más representativas de la población observada de discos de transición en sistemas estelares simples. Encontramos que discos con extensiones mayores a  $\sim 25 \text{ ua}$ , disipan más rápido con las tasas de P19, mientras que discos más compactos invierten esta tendencia. Si bien las diferencias encontradas en las escalas de tiempo de disipación para este último caso son pequeñas, podrían favorecer a la formación de planetas gigantes gaseosos.

Cabe mencionar que una limitación de nuestro modelo es que no considera fotoevaporación del disco por parte de la estrella compañera, lo que podría modificar los resultados hallados para sistemas estelares con

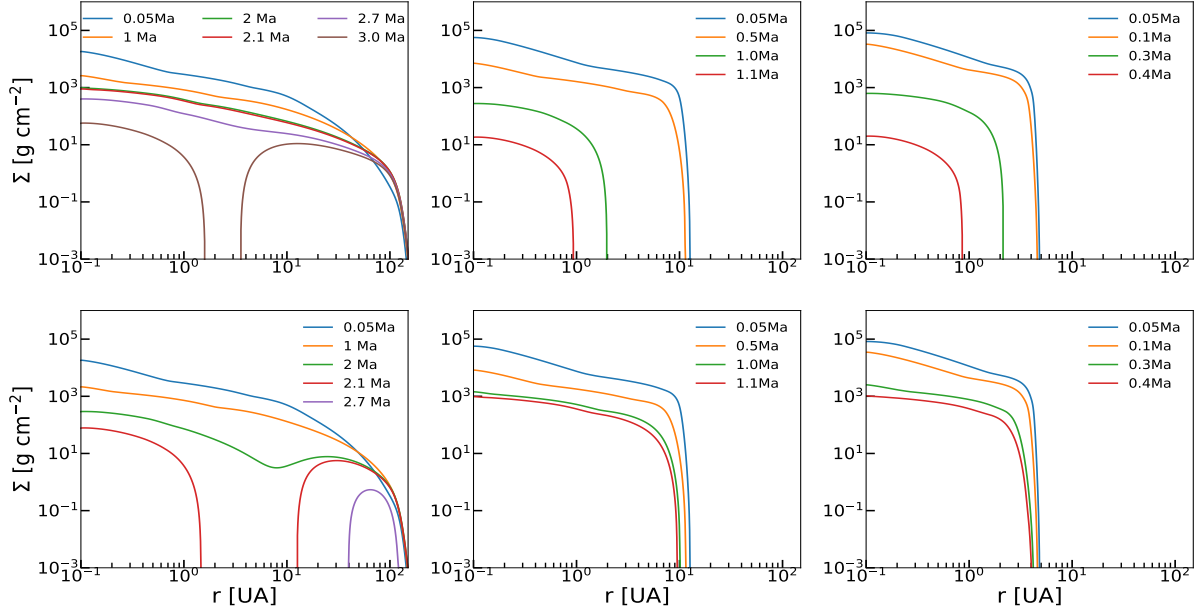


Figura 2: Perfiles de densidad superficial de gas para discos truncados a  $R_t \sim 140$  ua (izquierda),  $R_t \sim 13$  ua (centro)  $R_t \sim 5$  ua (derecha), similar a Rosotti & Clarke (2018). La fila superior muestra resultados considerando las tasas de fotoevaporación de O12 mientras que la inferior, las de P19.

separaciones menores a las 80 ua. Sin embargo, dada la falta de modelos 3D que estudien este fenómeno, no es posible por el momento especular sobre cómo y en qué dirección podrían cambiar nuestros resultados. Por otro lado, otra limitación de nuestro modelo, inherente a su naturaleza axisimétrica, es la de considerar siempre órbitas circulares y coplanares para el disco y el sistema estelar. En la naturaleza, las configuraciones orbitales son en general más complejas, y una órbita excéntrica para la compañera estelar, por ejemplo, podría alterar nuestros resultados.

En futuros trabajos exploraremos estas limitaciones y además haremos un estudio más detallado de nuestros resultados considerando diferentes separaciones y relaciones de masas estelares y parámetros de viscosidad del disco.

*Agradecimientos:* MPR agradece a FONDECYT Proyecto 3190336. MPR y OMG agradecen soporte de ANID, Iniciativa Científica del Programa Milenio NCN19-171. OMG es parcialmente financiado por el PICT 2018-0934 de ANPCyT, Argentina. OMG y M3B son parcialmente financiados por el PICT 2016-0053 de ANPCyT, Argentina.

## Referencias

Artymowicz P., Lubow S.H., 1994, *ApJ*, 421, 651  
 Cieza L.A., et al., 2009, *ApJL*, 696, L84  
 Drazkowska J., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.09759  
 Fedele D., et al., 2010, *A&A*, 510, A72  
 Kraus A.L., et al., 2012, *ApJ*, 745, 19  
 Kunitomo M., et al., 2021, *ApJ*, 909, 109  
 Owen J.E., Clarke C.J., Ercolano B., 2012, *MNRAS*, 422, 1880  
 Papaloizou J., Pringle J.E., 1977, *MNRAS*, 181, 441

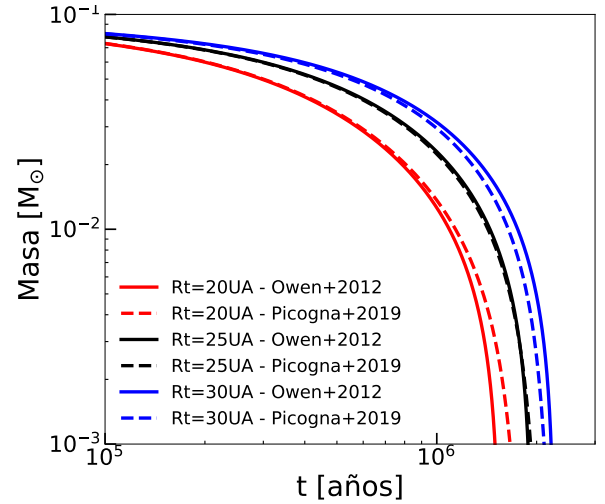


Figura 3: Evolución temporal de la masa de discos de gas con radios de truncamiento de 20, 25 y 30 ua.

Pfalzner S., Steinhausen M., Menten K., 2014, *ApJL*, 793, L34  
 Picogna G., et al., 2019, *MNRAS*, 487, 691  
 Preibisch T., et al., 2005, *ApJS*, 160, 401  
 Raghavan D., et al., 2010, *ApJS*, 190, 1  
 Rauer H., et al., 2016, *Astron. Nachr.*, 337, 961  
 Ronco M.P., et al., 2021, *ApJ*, 916, 113  
 Rosotti G.P., Clarke C.J., 2018, *MNRAS*, 473, 5630  
 Schwarz R., et al., 2016, *MNRAS*, 460, 3598  
 Sullivan P.W., et al., 2015, *ApJ*, 809, 77  
 Venturini J., Ronco M.P., Guilera O.M., 2020, *SSRv*, 216, 86  
 Zurlo A., et al., 2021, *MNRAS*, 501, 2305



# Detección de exoplanetas alrededor de binarias evolucionadas: QS-Virginis

M.N. Ramos<sup>1,2</sup>, L. Gramajo<sup>2,3</sup> & C. Giuppone<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

Contacto / matias.ramos@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / En la actualidad más de 4900 planetas han sido descubiertos alrededor de otras estrellas, sin embargo sólo una fracción de ellos son conocidos por poseer una órbita circunbinaria. Existe un conjunto de planetas no confirmados alrededor de binarias cercanas evolucionadas ECB (por sus siglas en inglés). Las ECB tienen períodos del orden de horas. Estos sistemas son detectados indirectamente por la técnica de variaciones de tiempos de eclipse (ETV o LTT, por sus siglas en inglés). Algunos estudios sugieren que cerca del 90% de la población de estrellas binarias evolucionadas presentan señales de ETV que podrían interpretarse como planetas. En este trabajo se presenta un análisis preliminar de la binaria QS Virginis. Se determina el mejor ajuste para los parámetros de un tercer cuerpo del sistema y se analizan distintas estrategias de análisis de errores. A partir del estudio de la sensibilidad de los ajustes con respecto al conjunto de datos se pudo concluir que en el sistema QS Virginis, los parámetros del mejor ajuste pueden cambiar si se agregan nuevas mediciones precisas de los tiempos de eclipses de la binaria.

**Abstract** / In the present, around 4900 planets have been discovered around other stars, although only a fraction of them are known to possess circumbinary orbits. There is a set of unconfirmed circumbinary planets that orbit around evolved close binary stars (ECB). The ECB have periods of the order of hours. These systems are indirectly detected by the eclipsing timing variations (ETVs or LTT) technique. Some studies suggest that nearly the 90% of ECBs have ETV signals that can be interpreted as planets. In this preliminary work, we present an analysis of the binary QS Virginis. The parameters of the third body are determined and compared against the published on the literature. From the study of the sensitivity of the fits with respect to the data set, it was possible to conclude that in the QS Virginis system, the parameters of the best fit can change if new precise measurements of the binary eclipse times are added.

**Keywords** / binaries: close — binaries: eclipsing — planets and satellites: detection

## 1. Introducción

El sistema binario eclipsante QS Virginis, está formado por una enana blanca y una estrella de secuencia principal de baja masa de tipo espectral M3.5-M4, con masas de  $0.7M_{\odot}$  y  $0.4M_{\odot}$  respectivamente (O'Donoghue et al., 2003). Estos autores estudiaron el *spín* de la enana blanca y sugirieron que se trata de una binaria cataclísmica hibernante, con un período cercano al *period-gap* de 1.618 hs y una estrella secundaria cercana a la zona de transición entre estrellas con núcleo radiativo y estrellas completamente convectivas. En el caso de un sistema binario aislado sin perturbaciones, el período orbital es constante ( $\approx 3.6$  hs O'Donoghue et al. 2003) y los autores confirmaron que las variaciones del período orbital observadas son compatibles con errores instrumentales. Qian et al. (2009), Parsons et al. (2010) y Almeida & Jablonski (2011) proporcionaron otras posibles explicaciones a esas variaciones en el período orbital, que se fueron descartando al añadir nuevas observaciones o por estudios de estabilidad (Horner et al., 2013).

En este trabajo se presenta un análisis de la compilación de observaciones de tiempos medios de eclipse pri-

marios proporcionadas por Bours (2015). Éstos poseen 105 tiempos de eclipse y consisten de datos medidos por distintos observadores con distinto instrumental. Nuestro objetivo consiste en encontrar los parámetros orbitales de un planeta orbitando a la binaria que puedan explicar las variaciones cíclicas observadas en el período. Analizaremos distintas estrategias para estimar errores de los mejores parámetros obtenidos y su sensibilidad con el intervalo observacional.

## 2. Construcción del diagrama (O-C)

Cuando el período de la binaria cambia con el tiempo, puede deberse a la presencia de un cuerpo adicional (ver Woltjer 1922) u otros efectos físicos que modifican el mismo período (ver Goździewski et al. 2012, 2015 y las referencias allí mencionadas).

Los modelos que predicen los tiempos de eclipse  $T$  son las efemérides lineal y cuadrática. En este trabajo calculamos la diferencia de los tiempos observados y los teóricos para obtener los diagramas (O-C). La forma que tiene la señal (O-C) se puede ver en la siguiente

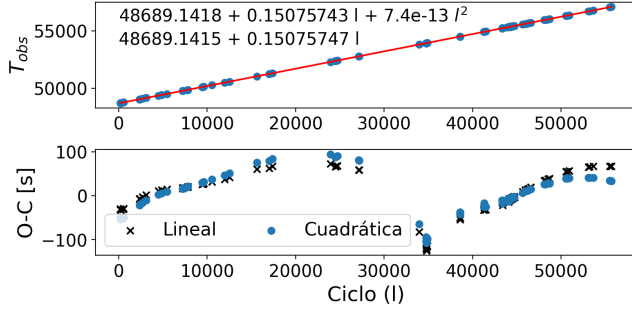


Figura 1: *Panel superior*: tiempos medios de eclipse [BMJD] en función del ciclo en puntos azules y modelos de efemérides en línea roja (indistinguibles). *Panel inferior*: los diagramas (O-C) en función de la efemérides usada.

ecuación:

$$(O - C) \equiv \tau = T_{observado} - T_{calculado}$$

donde  $T_{calculado}$  puede ser lineal o cuadrático en el ciclo:

$$T_{calculado} = \begin{cases} T_0 + P_{bin}l & \text{lineal} \\ T_0 + P_{bin}l + \beta l^2 & \text{cuadrática} \end{cases}$$

donde  $l$ ,  $P_{bin}$ ,  $T_0$  y  $\beta$  representan el ciclo asociado al eclipse, el periodo orbital de la binaria, el tiempo asociado al eclipse con  $l = 0$  y un factor que tiene en cuenta efectos que hagan cambiar  $P_{bin}$  de forma lineal con el tiempo, respectivamente (Goździewski et al., 2012).

A partir de las observaciones publicadas por Bours (2015) se construye el diagrama (O-C) asociado a una efemérides lineal y cuadrática. En la Fig. 1 se pueden observar los tiempos de eclipse en función del ciclo ( $l$ ) y sus correspondientes ajustes de efemérides. En el panel inferior de la Fig. 1, se observa la diferencia significativa de los O-C obtenidos con ambos modelos, a pesar que las diferencias entre los períodos determinados para la binaria se encuentran en la octava cifra significativa. En el resto de este trabajo se analiza el diagrama construido por la efeméride lineal.

### 3. Modelado de tercer cuerpo

Para modelar la señal en el diagrama (O-C) se utiliza la forma funcional,  $\tau$ , puede leerse en el panel superior de la Fig. 2 (Goździewski et al., 2012). El modelo supone que la binaria es un cuerpo ubicado en el baricentro de la binaria con masa igual a la masa total estelar, y que el cuerpo masivo que la orbita se mueve sobre una elipse fija. El esquema de minimización utilizado consiste en minimizar la función residuo WRMS siguiendo ideas de Giuppone (2011), lo que implica una aplicación consecutiva de algoritmos numéricos para hallar el mínimo.

La estrategia de minimización con la que obtuvimos mejores resultados consistió en utilizar primero algoritmos genéticos para explorar globalmente todo el espacio de parámetros y encontrar el mínimo global (Charbonneau, 1995, 2002) y luego refinar los resultados con el algoritmo simplex (Nelder & Mead, 1965; Gao & Han, 2012).

En la Fig. 2 se puede observar la curva sintética generada dado nuestro conjunto de mejores parámetros y su asociado residuo (panel inferior). En la señal del residuo

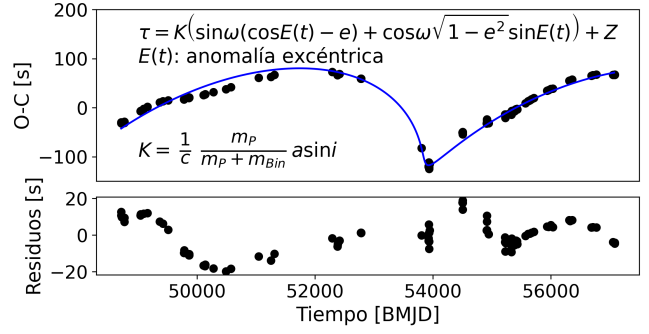


Figura 2: *Panel superior*: diagrama (O-C) y el modelo ajustado, los puntos negros representan las observaciones y la línea azul el modelo ajustado. *Panel inferior*: Residuos.

Tabla 1: Parámetros principales de QS Virginis

Parámetro	1	2	3	4
K [s]	-	-	-	153.72
P [Años]	7.8	14	14.40, 16.99	16.697
e	0.37	0.9	0.62, 0.92	0.9186
$\omega$ [°]	38	-	180, 219	214.88
$t_0$ [BJMD]	48687.5	-	-	53848.6
Z [s]	-	-	-	-101.69

Refs.: 1: Qian et al. (2010), 2: Parsons et al. (2010), 3: Almeida & Jablonski (2011), 4: Este trabajo.

se aprecia una componente periódica que, posiblemente, se pueda modelar como otro compañero adicional. Los parámetros indican que si el planeta tiene la misma inclinación de la binaria, su masa sería de  $59.73 M_{Jup}$ , lo cual indica una compañera subestelar. En la Tabla 1 se pueden observar los parámetros obtenidos y su comparación con los de los trabajos recientes en los cuales han utilizado distintos modelos y conjunto de datos, lo que explica la diferencia sustancial en algunos parámetros.

### 4. Estimación de incertezas

Existen varios enfoques a la hora de determinar incertezas en los parámetros del mejor ajuste. Por un lado los métodos bayesianos como las cadenas de Markov (MCMC) o las componentes de la matriz de Fisher, que arrojan generalmente estimaciones locales de los errores alrededor del mínimo. Por el otro, existen métodos más exploratorios que permiten evaluar el comportamiento de los parámetros en un rango de valores (ver detalles y discusiones en Beaugé et al., 2008; Giuppone et al., 2009).

Utilizamos la herramienta emcee para construir las cadenas MCMC (Foreman-Mackey et al., 2013). Los resultados mostrados en la Fig. 3 fueron construidos iniciando las cadenas muy próximas a la mejor solución, con 128 cadenas de 5000 pasos cada una, quedándonos solo con los últimos 3000 pasos para construir los histogramas, con un tiempo de cómputo de más de 2 horas. Las incertezas así calculadas tienen un error porcentual que no sobrepasa el 0.05%, en general (ver Fig. 3).

Alternativamente, realizamos ajustes consecutivos en una grilla alrededor del mínimo global. Este méto-

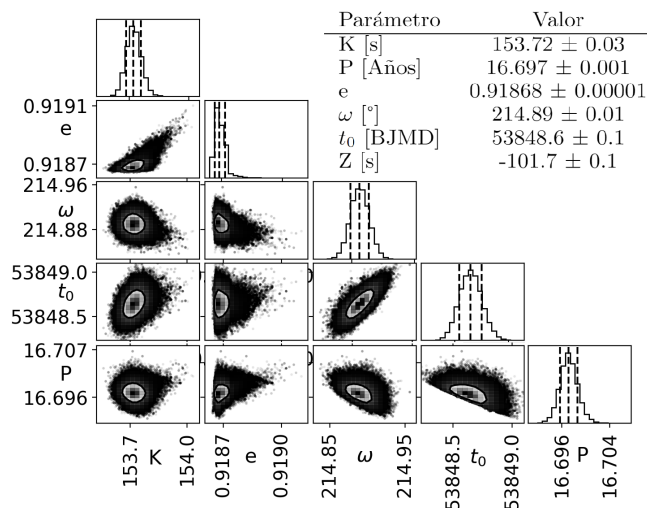


Figura 3: Estimación de incertezas para cada parámetro y sus correlaciones de a pares. Construido con cadenas de Markov.

do consiste en fijar el valor de uno de los parámetros, explorando los valores en la vecindad del valor del mejor ajuste y realizar la minimización con el resto de los parámetros para cada valor fijado (ver Fig. 4). Partiendo de la solución del mínimo absoluto, se explora cada parámetro utilizando sólo el algoritmo Simplex para acelerar el proceso ( $\sim$  una hora de cálculo.) Luego, usando el valor teórico para la función WRMS asociado a  $1\sigma$  (Beaugé et al., 2008), estimamos la incerteza de cada parámetro. En la Fig. 4 se puede observar el resultado del análisis, donde la cruz roja muestra el valor del parámetro para el mejor ajuste. Se puede notar que las incertezas son ordenes mayores a las obtenidas con MCMC y más congruentes con la dispersión de los valores observados en la Tabla 1.

Por último, para intentar entender por qué los ajustes orbitales cambian según los autores, se analiza cómo varían los parámetros ajustados en función del conjunto de datos, tomados en orden cronológico (ver Fig. 5). Los parámetros obtenidos con cada conjunto minimizado cambian a medida que se incorporan observaciones, indicando que hacen falta nuevas para poder determinar de forma más confiable el cuerpo adicional (ver discusión en Beaugé et al., 2008).

## 5. Discusión y conclusiones

En este trabajo mostramos resultados de las estrategias para modelar la detección de exoplanetas con la técnica ETV y distintos enfoques para analizar los errores en los parámetros orbitales. Aplicamos nuestros códigos para modelar un cuerpo orbitando la binaria QS-Virginis. Construimos los diagramas (O-C) y determinamos los parámetros del posible tercer cuerpo con el modelo de Goździewski et al. (2012). Observamos una señal aparentemente periódica en los residuos del diagrama (O-C) que podría ser debida a un cuerpo adicional. Se determinaron las incertezas mediante el uso de las cadenas de Markov y un método de grillado.

Estudiamos como varía la solución en función del conjunto de datos disponibles (imitando la disponibi-

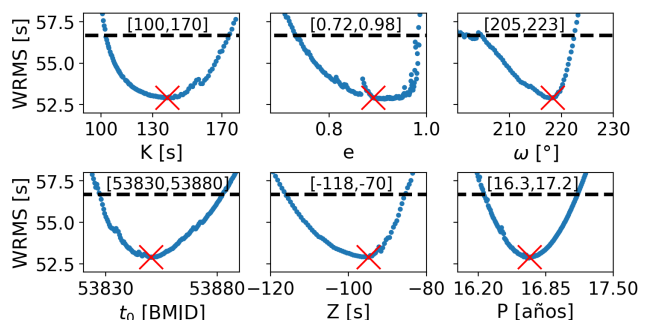


Figura 4: Variación de WRMS con parámetros. La línea a trazos representa el valor de la  $WRMS_{1\sigma}$ . Los valores entre corchetes representan el rango de parámetros dentro de  $1\sigma$  y la cruz roja representa el valor asociado al mejor ajuste.

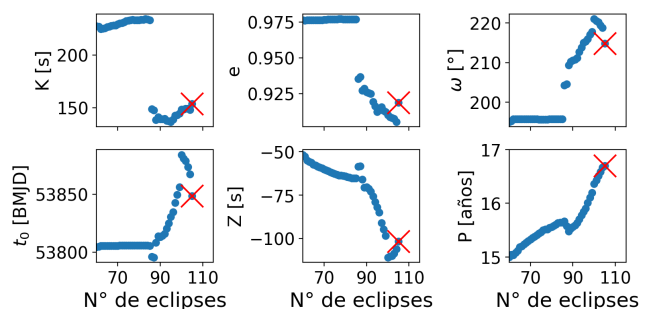


Figura 5: Evolución de parámetros ajustados en función de la cantidad de datos considerados tomados en orden cronológico. Los valores del mejor ajuste (todos los datos) están identificados con una cruz. 4.

lidad de datos observacionales a lo largo del tiempo). Concluimos que existen parámetros como el período del planeta  $P$  o su argumento de pericentro  $\omega$  que cambian considerablemente según el número de observaciones que se consideren, indicando que aún no hay suficientes observaciones para determinar de forma confiable el compañero adicional. Continuaremos nuestro estudio en un artículo más largo en un futuro cercano.

## Referencias

- Almeida L.A., Jablonski F., 2011, A. Sozzetti, M.G. Lattanzi, A.P. Boss (Eds.), *The Astrophysics of Planetary Systems: Formation, Structure, and Dynamical Evolution*, vol. 276, 495–496
- Beaugé C., et al., 2008, MNRAS, 385, 2151
- Bours M.C.P., 2015, *Detailed studies of white dwarf binaries and their orbital periods*, Ph.D. thesis, University of Warwick
- Charbonneau P., 1995, ApJS, 101, 309
- Charbonneau P., 2002, An introduction to genetic algorithms for numerical optimization, Tech. rep.
- Foreman-Mackey D., et al., 2013, PASP, 125, 306
- Gao F., Han L., 2012, Computational Optimization and Applications, 51, 259
- Giuppone C.A., 2011, *Orbital adjustments and dynamics of extrasolar planetary systems*, Ph.D. thesis, National University of Córdoba, Argentina
- Giuppone C.A., et al., 2009, ApJ, 699, 1321
- Goździewski K., et al., 2012, MNRAS, 425, 930
- Goździewski K., et al., 2015, MNRAS, 448, 1118
- Horner J., et al., 2013, MNRAS, 435, 2033
- Nelder J.A., Mead R., 1965, The Computer Journal, 7, 308
- O’Donoghue D., et al., 2003, MNRAS, 345, 506
- Parsons S.G., et al., 2010, MNRAS, 407, 2362
- Qian S.B., et al., 2009, ApJL, 706, L96
- Qian S.B., et al., 2010, MNRAS, 401, L34
- Woltjer J. J., 1922, BAN, 1, 93





# Simulación numérica 3D del escape atmosférico de un *hot*-Júpiter

M.A. Sgró<sup>1,2</sup>, C. Villarreal D'Angelo<sup>1</sup> & A. Esquivel<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM, México

Contacto / msgro@unc.edu.ar

**Resumen** / Presentamos resultados preliminares del modelado del escape atmosférico planetario utilizando el código hidrodinámico-radiativo 3D GUACHO. El modelo reproduce de manera auto-consistente la generación del viento planetario en un planeta del tipo *hot*-Júpiter por la absorción de fotones en el Extremo Ultravioleta (EUV) en la atmósfera del planeta y su interacción con el viento estelar. Los resultados permiten producir observaciones sintéticas en las líneas del hidrógeno Lyman- $\alpha$  y H- $\alpha$  durante el tránsito para estudiar dicha interacción.

**Abstract** / In this work, we present preliminary results of the simulation of the atmospheric escape in a hot-Jupiter like exoplanet using the radiative-hydrodynamic code 3D GUACHO. Our model is able to reproduce, in a self-consistent way, the formation of a planetary wind generated by the absorption of Extreme Ultraviolet (EUV) photons in the planetary atmosphere and shaped by its interactions with the stellar wind. From this model, we compute the synthetic spectra produced during transit in Lyman- $\alpha$  and H- $\alpha$  lines to study this interaction.

**Keywords** / planet–star interactions — stars: winds — methods: numerical

## 1. Introducción

La cantidad de energía que reciben los exoplanetas de tipo gaseoso y que orbitan cerca de su estrella, puede causar el calentamiento y la expansión de las capas más altas de su atmósfera. Eventualmente, si la energía es suficiente, el gas puede desligarse gravitacionalmente del planeta y escapar en forma de viento (escape hidrodinámico). Este escape atmosférico ha sido observado en varios sistemas planetarios, siendo el más estudiado el caso de HD209458b ( $M_p = 0.69 M_J$ ,  $R_p = 1.38 R_J$ , Torres et al. (2008)). Este planeta observado en Lyman- $\alpha$  mostró un extra de absorción del 15% (Vidal-Madjar et al., 2003) y una posible absorción en H- $\alpha$  (Jensen et al., 2012; Casasayas-Barris et al., 2021).

En este trabajo presentamos el modelado numérico del escape atmosférico de un exoplaneta similar a Wasp-17b ( $M_p = 0.486 M_J$ ,  $R_p = 1.991 R_J$ , Anderson et al. (2009)), el cual se encuentra orbitando una estrella tipo Sol. Con esta elección de parámetros, la escala de altura es tal que permite una buena resolución espacial sin comprometer el costo computacional. Para ello utilizamos un código hidrodinámico 3D que permite estudiar la asimetría del problema. El código tiene en cuenta los mecanismos de calentamiento de la atmósfera planetaria de manera auto-consistente a diferencia de los modelos 3D que existen en la bibliografía. El modelo también incluye el viento estelar, clave para la evolución del material que circunda la estrella.

Tabla 1: Propiedades físicas del sistema modelado.

Propiedad	Símbolo	Valor
Radio planeta [ $R_J$ ]	$R_p$	2.09
Masa planeta [ $M_J$ ]	$M_p$	0.26
Masa estrella [ $M_\odot$ ]	$M_*$	1
Radio estrella [ $R_\odot$ ]	$R_*$	1
Radio orbital [UA]	$R_{orb}$	0.06
Periodo orbital [días]	T	6.31

## 2. Simulación

La simulación fue realizada empleando el código hidrodinámico-radiativo de malla fija GUACHO\*. A cada paso temporal el código calcula los procesos de transferencia radiativa del hidrógeno incluyendo fotoionización, ionización colisional y recombinación, a su vez que actualiza la temperatura en la malla según los correspondientes procesos de calentamiento y enfriamiento por estos producidos.

Los parámetros físicos necesarios para configurar las condiciones iniciales, tanto del planeta como de la estrella, son listados en la Tabla 1

El dominio de la simulación consiste en una caja rectangular de dimensiones  $[50 \times 25 \times 50] R_p$  representado en una grilla cartesiana de  $1024 \times 512 \times 1024$  celdas. Con el objetivo de alcanzar una resolución espacial pertinente ( $dx \approx 0.049 R_p$ ), se emplea un sistema de referencia no-inercial centrado en el planeta. Para ello, además de las fuerzas gravitacionales del planeta y de la estrella, se agregan los términos correspondientes a la fuerza de

\*<https://github.com/esquivas/guacho>

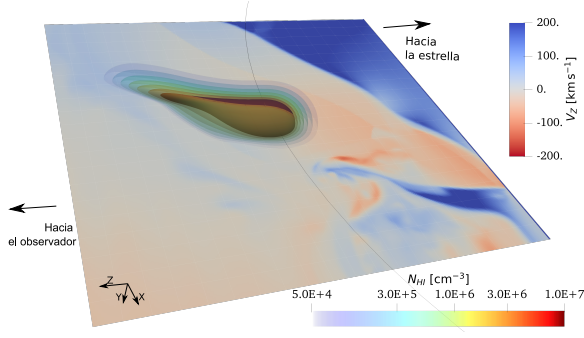


Figura 1: Distribución de la componente Z de velocidad sobre el plano orbital junto con isocontornos de hidrógeno neutro alrededor del planeta. La estrella se ubica en la dirección  $-Z$ .

marea producto del movimiento orbital del planeta. Por simplicidad, y en consonancia con lo utilizado para este tipo de simulaciones, consideramos que el planeta se encuentra en rotación sincrónica (acoplamiento de marea o *tidal locking*).

Las condiciones iniciales para la atmósfera del planeta se imponen siguiendo el trabajo de McCann et al. (2019). La misma consta de un fluido hidrostático compuesto de hidrógeno neutro (HI) a una temperatura  $T = 10^3$  K y velocidad nula, cuyo perfil de densidad es descrito por:

$$f(r) = \rho_p \left[ 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{M_p G}{c_s^2} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R_p} \right) \right]^{1/(\gamma-1)} \quad (1)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación universal,  $c_s = \sqrt{\gamma R_g T / \mu}$  es la velocidad del sonido a  $R_p$ ,  $R_g$  es la constante universal de los gases,  $\gamma = 1.5$  el índice politrópico y  $\mu^{**}$  el peso molecular medio. Para evitar densidades altas en el centro del planeta y establecer una atmósfera inicialmente acotada, las densidades iniciales de la grilla son definidas siguiendo la siguiente forma:

$$\rho(r) = \begin{cases} f(0.5 R_p) & \text{si } r \leq 0.5 R_p \\ f(r) & \text{si } 0.5 R_p < r \leq R_1 \\ \rho_p \times 10^{-4} & \text{si } R_1 < r \end{cases} \quad (2)$$

donde  $\rho_p = 1.5 \times 10^{-20}$  g cm $^{-3}$  es la densidad a  $R_p$ , y  $R_1$  es el radio para el cual  $f(R_1) = 0.1 \rho_p$ . (para los valores adoptados  $R_1 \sim 1.1 R_p$ ). Dentro de  $0.75 R_p$ , los parámetros de la atmósfera planetaria ( $\rho$ ,  $T$ ) son reimpuestos a cada paso temporal para mantener un reservorio de material que simule la parte baja de la atmósfera planetaria.

La atmósfera del planeta es calentada mediante la fotoionización producida por un flujo estelar de  $2 \times 10^{13}$  fotones cm $^{-2}$  s $^{-1}$  con una energía  $E = 16$  eV. Este valor para la energía del fotón es representativa del flujo del Sol en el EUV integrado (Debrecht et al., 2019). A su vez, la elección de un flujo monocromático está en acuerdo con lo usualmente empleado en la literatura (véase por ejemplo Murray-Clay et al., 2009; McCann et al., 2019; Villarreal D'Angelo et al., 2021), y permite la reducción del costo computacional de la simulación. Los fotones son emitidos de forma plano-paralela desde la cara  $Z = 0$  de la simulación.

\*\*Dentro de la simulación  $\mu$  varía entre 1 y 0.5 según el material esté completamente neutro o ionizado.

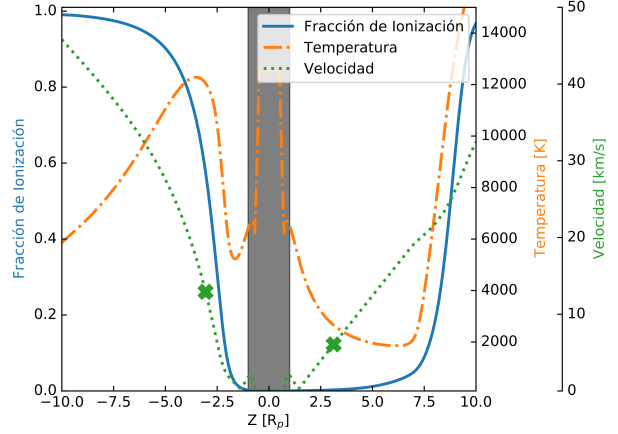


Figura 2: Perfiles radiales de temperatura (línea a punto-trazo naranja), velocidad (línea a puntos verdes) y fracción de ionización (línea sólida azul). La franja gris representa un  $R_p$ . La estrella se ubica en la dirección  $-Z$ . Las cruces verdes indican la posición del punto sónico.

Adicionalmente, un viento estelar de hidrógeno completamente ionizado es reimpuesto en cada paso temporal en la cara de la caja más próxima a la estrella ( $Z = 0$ ). La densidad,  $\rho_W = 1.5 \times 10^{-20}$  g cm $^{-3}$ , temperatura,  $T_W = 1.35 \times 10^6$  K y velocidad,  $v_W = 260$  km s $^{-1}$ , inicial son consistentes con la solución de Parker (Lamers & Cassinelli, 1999) a la distancia desde donde se impone el viento ( $25 R_p$ ).

### 3. Resultados

La Fig. 1 muestra el resultado de la simulación al tiempo  $t = 9.2$  días, cuando se ha alcanzado el estado estacionario. En la misma podemos ver la distribución de hidrógeno neutro alrededor del planeta que se ha expandido y forma una cola cometaria en dirección opuesta a la estrella. Este material atmosférico que inicialmente tenía velocidad nula, escapa del planeta en forma de viento debido al calentamiento por fotoionización de la atmósfera.

En la misma figura, el corte sobre el plano orbital muestra las velocidades en la línea de la visual ( $V_z$ , para un observador situado en la dirección  $+Z$ ). Los valores positivos de  $V_z$  corresponden a material que se mueve hacia el observador. En la región donde ambos vientos (planetario y estelar) interactúan, se produce un choque cuya posición e intensidad están dados por la velocidad relativa de los vientos. Mientras más intenso es el viento planetario, más cerca de la estrella se ubica el choque y viceversa.

Para caracterizar al viento planetario generado por fotoionización se muestran en la Fig. 2 los perfiles radiales de temperatura (línea a punto-trazo naranja), fracción de ionización (línea sólida azul) y velocidad (línea a puntos verde) a ambos lados de la línea que une el planeta con la estrella. La estrella se ubica hacia valores negativos de  $Z$ . La franja gris representa la región de un  $R_p$ . Vale recordar que la región delimitada por  $[-0.75, 0.75] R_p$  es reimpuesta en cada paso temporal por lo

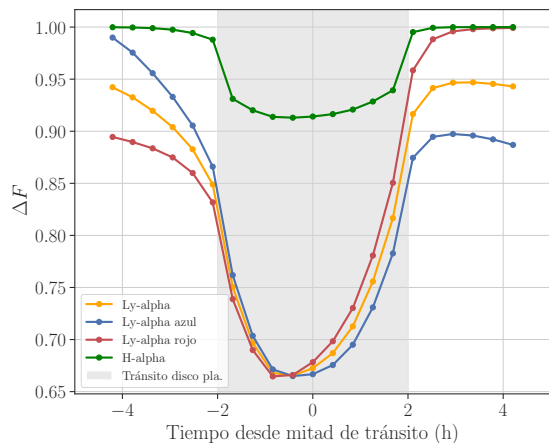


Figura 3: Absorción en función del tiempo en H- $\alpha$  (línea verde) y Lyman- $\alpha$  (línea amarilla), junto con Lyman- $\alpha$  integrado en el azul (línea azul) y el rojo (línea roja). La franja gris representa la duración del tránsito del disco planetario.

tanto allí los perfiles muestran las condiciones iniciales de la simulación.

El viento planetario que inicialmente tenía una velocidad nula se acelera alcanzando valores cercanos a los  $40 \text{ km s}^{-1}$  en dirección a la estrella. El mismo se vuelve supersónico ( $v > c_s$ ) a  $\sim 3R_p$ , por debajo del radio de  $R_{Hill}$  ( $\sim 4R_p$ ) (indicados a ambos lados con una cruz verde en la Fig. 2). A su vez, la temperatura de la atmósfera planetaria alcanza un máximo de  $\sim 1.2 \times 10^3 \text{ K}$  en la misma dirección con una fracción de ionización del hidrógeno de 0.8 en esta posición. Hacia el lado noche del planeta, los parámetros tienen un comportamiento similar aunque los máximos de temperatura y fracción de ionización se alcanzan más lejos del planeta.

### Absorción en H- $\alpha$ y Lyman- $\alpha$

A partir de los resultados del modelo, se exploró la posible absorción que el material neutro que escapa del planeta produciría durante el tránsito planetario si se lo observara en dos líneas espectrales utilizadas para tal fin: Lyman- $\alpha$  y H- $\alpha$ . Para ello se calcularon espectros sintéticos empleando la metodología utilizada en el trabajo de Villarreal D'Ángelo et al. (2021) y referencias allí indicadas.

La Fig. 3 muestra la absorción en función del tiempo a mitad de tránsito en H- $\alpha$  (línea verde) y Lyman- $\alpha$  (línea amarilla). Vale aclarar que la integración en Lyman- $\alpha$  excluye la región central de la línea (entre  $[-35, 35] \text{ km s}^{-1}$ ) contaminada con la absorción del medio interestelar y la emisión geocoronal. A su vez, la absorción en Lyman- $\alpha$  se muestra integrada en la parte roja de la línea definida entre  $[35, 300] \text{ km s}^{-1}$  y la parte azul entre  $[-35, -300] \text{ km s}^{-1}$ . En el mismo gráfico se indica con la región sombreada gris la duración del tránsito del exoplaneta en el óptico.

**H- $\alpha$ :** la absorción en esta línea es simétrica respecto al tiempo de mitad de tránsito. El H I excitado en el nivel 2 se encuentra muy cerca del radio del planeta y produce un máximo de absorción del  $\sim 10\%$ .

**Lyman- $\alpha$ :** la absorción total en esta línea (línea amarilla) es asimétrica respecto al tiempo de mitad de tránsito y comienza horas antes y continúa horas después del tránsito del disco planetario. Esto indica que el hidrógeno neutro en el nivel fundamental se encuentra extendido de manera irregular alrededor del planeta. El total de absorción encontrado en este caso es cercano al 33% a mitad de tránsito. Vemos además que existe más absorción en el rojo (línea roja) antes del tránsito y más absorción en el azul (línea azul) después del tránsito. Esto se debe a que la interacción del viento planetario con el viento estelar da forma a la distribución de H I alrededor del planeta (ver Fig. 1).

## 4. Conclusiones

En este trabajo presentamos el modelado del viento planetario generado por la absorción de fotones EUV en la atmósfera planetaria inicialmente neutra y en equilibrio hidrostático. El exoplaneta elegido se asemeja a Wasp-17b orbitando una estrella tipo Sol.

La fotoionización calienta el material planetario el cual escapa del planeta en forma de viento, esto se evidencia por las velocidades supersónicas alcanzadas por dicho viento dentro del radio de Hill del planeta. Este viento planetario, a su vez, interactúa con el viento estelar formando un cola cometaria de material parcialmente ionizado en dirección opuesta a la estrella y produciendo un choque en la dirección a la estrella.

El material neutro del viento planetario produce una absorción que puede observarse en las líneas del hidrógeno: H- $\alpha$  y Lyman- $\alpha$ . La simetría del perfil de estas líneas durante el tránsito planetario da cuenta de la distribución y la cantidad de material neutro que escapa del planeta. Para el exoplaneta modelado, el perfil de Lyman- $\alpha$  se muestra asimétrico (debido a la presencia de la cola cometaria), mientras que la distribución del hidrógeno en el nivel 2 (absorción en H- $\alpha$ ) es simétrica al radio del planeta.

Se espera a futuro modelar un sistema planetario con observaciones en ambas líneas para así poder acotar los parámetros libres de la simulación tanto de la atmósfera planetaria y como los parámetros del viento estelar.

*Agradecimientos:* Este trabajo utilizó recursos computacionales del CCAD-UNC, que forma parte del SNCAD-MinCyT, Argentina.

## Referencias

- Anderson D.R., et al., 2009, ApJ, 709, 159
- Casasayas-Barris N., et al., 2021, A&A, 647, A26
- Debrecht A., et al., 2019, MNRAS, 483, 1481
- Jensen A.G., et al., 2012, ApJ, 751, 86
- Lamers H.J.G.L.M., Cassinelli J.P., 1999, *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge University Press
- McCann J., et al., 2019, ApJ, 873, 89
- Murray-Clay R.A., Chiang E.I., Murray N., 2009, ApJ, 693, 23
- Torres G., Winn J.N., Holman M.J., 2008, ApJ, 677, 1324
- Vidal-Madjar A., et al., 2003, Nature, 422, 143
- Villarreal D'Ángelo C., et al., 2021, MNRAS, 501, 4383

# Influencia de la temperatura interna de la Tierra y de la Luna en la evolución dinámica del sistema Tierra-Luna

S.H. Luna<sup>1,2</sup>, M.G. Spagnuolo<sup>1</sup> & H.D. Navone<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Estudios Andinos “Don Pablo Groeber”, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Departamento de Tecnología e Ingeniería, UNaHur, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Argentina

<sup>4</sup> Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina

Contacto / sluna@gl.fcen.uba.ar

**Resumen** / En un trabajo anterior, se demostró que la evolución dinámica del sistema Tierra-Luna habría tenido un impacto significativo en la evolución térmica del manto terrestre. En este trabajo se profundiza en dicha interacción para evaluar y caracterizar el efecto recíproco, esto es, de qué forma la evolución térmica del interior terrestre puede afectar la evolución dinámica del sistema Tierra-Luna. Para ello, utilizamos las ecuaciones que dan las derivadas temporales de los parámetros orbitales y rotacionales de dicho sistema. El modelo utilizado considera la evolución de estas cantidades debido a la interacción de mareas sólidas. El parámetro físico que vincula la evolución térmica con la evolución dinámica es la viscosidad del manto, dado que tiene una fuerte dependencia con la temperatura y, al mismo tiempo, interviene en los factores que describen el cambio de forma de un cuerpo celeste debido a las fuerzas gravitatorias que tienden a deformarlo. De esta manera, tanto la evolución térmica como la evolución dinámica pueden restringirse mutuamente a los caminos evolutivos más probables, esto es, a aquellos que sean compatibles con las evidencias geológicas actualmente disponibles. La importancia de este tipo de estudios radica en que poder entender la influencia recíproca entre la geodinámica terrestre y lunar, y la dinámica orbital y rotacional del sistema, permite conjeturar racionalmente acerca de la evolución térmica de la Tierra e incluso puede aportar conocimientos sobre formación de la Luna.

**Abstract** / In a previous work, it was shown that the dynamical evolution of the Earth-Moon system would have had a significant impact on the thermal evolution of the Earth’s mantle. In this work, we further investigate this interaction to evaluate and characterize the reciprocal effect, i.e., how the thermal evolution of the Earth’s interior can affect the dynamical evolution of the Earth-Moon system. For this purpose, we use the equations that give the time derivatives of the orbital and rotational parameters of the Earth-Moon system. The model used considers the evolution of these quantities due to tidal interaction. The physical parameter that links the thermal evolution with the dynamical evolution is the viscosity of the mantle, since it has a strong dependence on temperature and, at the same time, it intervenes in the factors that describe the change of shape of a celestial body due to the gravitational forces that tend to deform it. In this way, both thermal evolution and dynamical evolution can be mutually restricted to the most probable evolutionary paths, i.e., those that are compatible with the geological evidence currently available. The importance of this type of study lies in the fact that understanding the reciprocal influence between terrestrial and lunar geodynamics, and the orbital and rotational dynamics of the system, allows rational conjecture about the thermal evolution of the Earth and may even provide insights into the formation of the Moon.

**Keywords** / planets and satellites: dynamical evolution and stability — planets and satellites: physical evolution — planets and satellites: tectonics — planets and satellites: individual (Earth, Moon)

## 1. Introducción

En un estudio anterior (Luna et al., 2021), se demostró que la evolución dinámica del sistema Tierra-Luna habría tenido un impacto significativo en la evolución térmica del manto terrestre. En este trabajo se profundiza en dicha interacción para evaluar y caracterizar el efecto recíproco, esto es, de qué forma la evolución térmica del interior terrestre y del interior lunar podrían afectar la evolución dinámica del sistema Tierra-Luna.

Para ello, se simula un sistema similar al que forman la Tierra y la Luna conformado por dos cuerpos que tienen el mismo radio y masa que aquellos pero que se consideran homogéneos. En otras palabras, el modelo considerado asume constantes las propiedades físicas

internas de la Tierra y la Luna como la densidad y la rigidez.

## 2. Metodología

A fin de abordar nuestro objetivo, partimos de las ecuaciones que dan las derivadas temporales de los parámetros orbitales y rotacionales de un sistema binario debido a la interacción de mareas sólidas derivadas por Boué & Efroimsky (2019), bajo la aproximación giroscópica. El modelo utilizado considera la evolución secular de estos parámetros (Luna et al., 2020).

Las ecuaciones de movimiento contienen los llamados factores de calidad  $K_R^{(k)}(l, \omega_{lmpq}^{(k)})$  y  $K_I^{(k)}(l, \omega_{lmpq}^{(k)})$

los cuales modelan el cambio del campo gravitatorio de un cuerpo celeste al ser deformado por las fuerzas de atracción gravitatoria ejercidas por el otro integrante del sistema binario. Estos factores están dados por:

$$K_R^{(k)}(l, \omega_{lmpq}^{(k)}) = \frac{3}{2} \frac{1}{l-1} \times \frac{(\Re[\mathcal{J}(\chi)] + B_l^{(k)} \eta \chi) \Re[\mathcal{J}(\chi)] + (\Im[\mathcal{J}(\chi)])^2}{(\Re[\mathcal{J}(\chi)] + B_l^{(k)} \eta \chi)^2 + (\Im[\mathcal{J}(\chi)])^2}, \quad (1a)$$

$$K_I^{(k)}(l, \omega_{lmpq}^{(k)}) = -\frac{3}{2} \frac{1}{l-1} \times \frac{B_l^{(k)} \eta \chi \Im[\mathcal{J}(\chi)] \operatorname{sgn}(\omega_{lmpq}^{(k)})}{(\Re[\mathcal{J}(\chi)] + B_l^{(k)} \eta \chi)^2 + (\Im[\mathcal{J}(\chi)])^2}, \quad (1b)$$

donde  $k = 1, 2$  es un índice que identifica a cada cuerpo,  $l, m, p$  y  $q$  son enteros,  $\omega_{lmpq}^{(k)}$  son los modos de mareas y  $\chi = \left| \omega_{lmpq}^{(k)} \right|$  son las correspondientes frecuencias físicas a las que se excitan las tensiones y las deformaciones (Efroimsky, 2012). Los  $\omega_{lmpq}^{(k)}$  están dados por:

$$\omega_{lmpq}^{(k)} = (l - 2p + q)n - m\dot{\theta}_k, \quad (2)$$

donde  $n$  es la frecuencia orbital media y  $\dot{\theta}_k$  es la velocidad de rotación del cuerpo  $k$ . Por otro lado,  $B_l^{(k)}$  es un factor que mide la intensidad de la autogravitación y está dado por:

$$B_l^{(k)} = \frac{R_k(2l^2 + 4l + 3)}{lGm_k\rho_k}, \quad (3)$$

donde  $R_k$  es el radio,  $G$  es la constante de Gravitación universal,  $m_k$  es la masa y  $\rho_k$  es la densidad. Además,  $\Re[\mathcal{J}(\chi)]$  e  $\Im[\mathcal{J}(\chi)]$  son las partes real e imaginaria, respectivamente de la flexibilidad compleja adimensional  $\mathcal{J}(\chi)$  (Efroimsky, 2015). La expresión de  $\mathcal{J}(\chi)$  depende del modelo reológico elegido para modelar la respuesta del cuerpo celeste ante las fuerzas que lo deforman. Dada la similitud entre las composiciones químicas entre la Tierra y la Luna (Lugmair & Shukolyukov, 1998; Wiechert et al., 2001; Touboul et al., 2007; Meier, 2012; Zhang et al., 2012; Young et al., 2016), la reología de ambos cuerpos puede describirse con el modelo de Maxwell-Andrade (Efroimsky, 2015):

$$\mathcal{J}(\chi) = J\eta\chi - i + \frac{J\eta\chi}{(\zeta_A J\eta\chi)^\alpha} \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\alpha\right) \Gamma(1 + \alpha), \quad (4)$$

donde  $J = \mu^{-1}$  es la flexibilidad instantánea correspondiente a la respuesta elástica, siendo  $\mu$  la respectiva rigidez instantánea,  $i = \sqrt{-1}$ ,  $\eta$  la viscosidad,  $\alpha$  el parámetro de Andrade y  $\Gamma$  la función gamma.

La dependencia de la viscosidad con la temperatura está dada por (Stamenković et al., 2012):

$$\eta(T) = \eta_{\text{ref}} \exp\left[\frac{E^*}{R_{\text{gas}}}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{ref}}}\right)\right]. \quad (5)$$

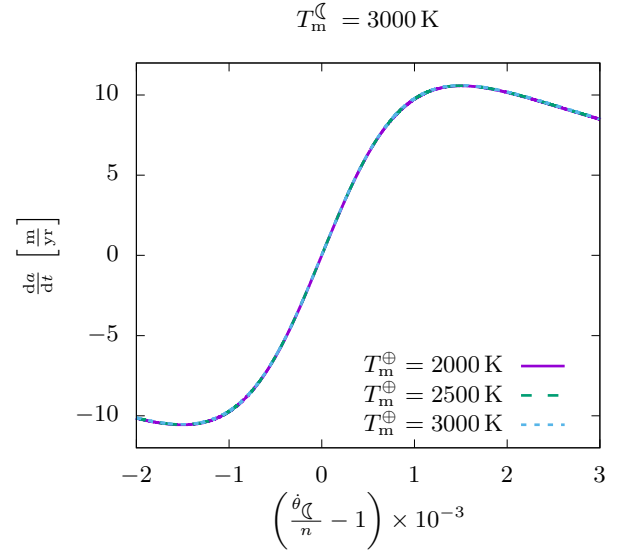


Figura 1: Derivada temporal del semieje mayor en función de la velocidad de rotación normalizada de la Luna, para varios pares de valores de la temperatura media del manto ( $T_m^k$ ,  $k = \oplus$ : Tierra,  $k = \textcircled{C}$ : Luna) para  $T_m^{\textcircled{C}} = 3000$  K.

donde  $\eta_{\text{ref}}$  es un valor de referencia de la viscosidad a la temperatura  $T_{\text{ref}}$ ,  $E^*$  es la energía de activación y  $R_{\text{gas}}$  es la constante de los gases. En virtud de que  $\eta$  interviene en los factores que describen el comportamiento reológico, se puede afirmar que es el parámetro físico que relaciona la evolución térmica con la evolución dinámica de un cuerpo celeste.

En este trabajo de carácter exploratorio nos propusimos evaluar las derivadas temporales de los elementos orbitales de la Luna en función de su velocidad de rotación normalizada, para distintos pares de valores de la temperatura media del interior de la Tierra y del interior de la Luna. Dichas temperaturas se mantienen constantes, así como también los demás parámetros dinámicos en cada evaluación.

### 3. Resultados y discusión

En las Figuras 1, 2 y 3 se muestran las gráficas de la derivada temporal del semieje mayor de la órbita lunar ( $\frac{da}{dt}$ ) en función de la velocidad de rotación normalizada de la Luna ( $\frac{\theta_c}{n}$ ). El valor cero en las abscisas corresponde a la corrotación exacta ( $\theta_c = n$ ). Puede observarse que los mayores cambios en la forma de  $\frac{da}{dt}$  ocurren cuando se modifica la temperatura media del interior lunar ( $T_m^{\textcircled{C}}$ ). En este sentido, se observa que la variación de la temperatura media de la Tierra ( $T_m^{\oplus}$ ) no produce cambios significativos, sino que sigue la curva establecida por la temperatura media de la Luna.

Una manera de interpretar estos resultados es la siguiente. A bajas inclinaciones, la derivada temporal del semieje mayor de la órbita de la Luna se puede expresar

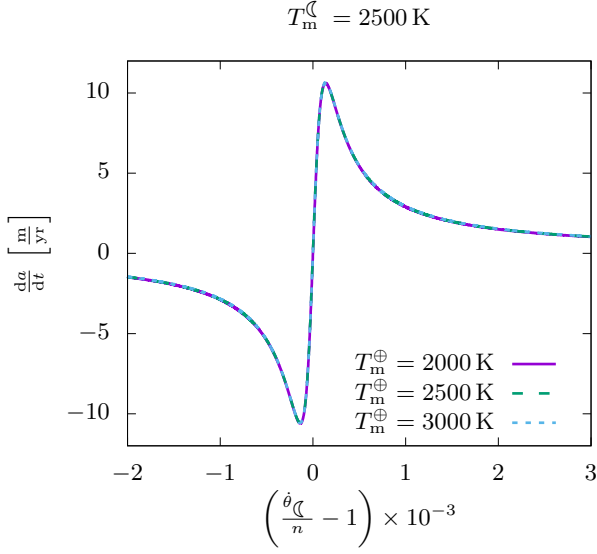


Figura 2: Derivada temporal del semieje mayor en función de la velocidad de rotación normalizada de la Luna, para varios pares de valores de la temperatura media del manto ( $T_m^k$ ,  $k = \oplus$ : Tierra,  $k = \zeta$ : Luna ) para  $T_m^\zeta = 2500$  K.

como (Boué & Efroimsky, 2019):

$$\frac{da}{dt} = -3na \left( \frac{R_\zeta}{a} \right)^5 \frac{m_\oplus}{m_\zeta} \times \left[ \left( \frac{R_\oplus}{R_\zeta} \right)^5 \left( \frac{m_\zeta}{m_\oplus} \right)^2 K_I^\oplus \left( 2, 2 \left( n - \dot{\theta}_\oplus \right) \right) + K_I^\zeta \left( 2, 2 \left( n - \dot{\theta}_\zeta \right) \right) \right] \quad (6)$$

Para el caso del sistema Tierra-Luna, se tiene:

$$\left( \frac{R_\oplus}{R_\zeta} \right)^5 \left( \frac{m_\zeta}{m_\oplus} \right)^2 \approx \frac{1}{10}.$$

En consecuencia:

$$\frac{da}{dt} = -3na \left( \frac{R_\zeta}{a} \right)^5 \frac{m_\oplus}{m_\zeta} \left[ \frac{1}{10} K_I^\oplus \left( 2, 2 \left( n - \dot{\theta}_\oplus \right) \right) + K_I^\zeta \left( 2, 2 \left( n - \dot{\theta}_\zeta \right) \right) \right] \quad (7)$$

donde puede observarse por qué la evolución térmica de la Luna domina la evolución temporal del semieje mayor de la órbita.

#### 4. Conclusiones y perspectivas

En virtud de los resultados obtenidos, podemos concluir que el modelo adoptado indica que la dinámica del sistema Tierra-Luna está dominada por la evolución térmica del interior lunar más que por la del interior terrestre. El proceso de enfriamiento de ambos cuerpos desde

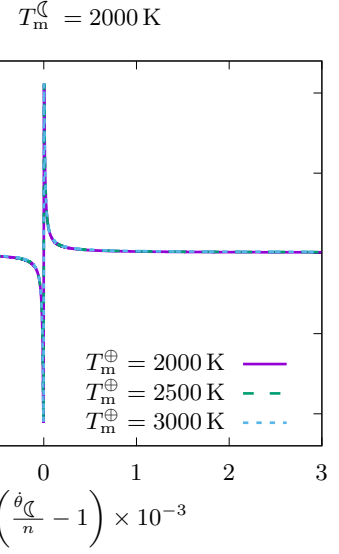


Figura 3: Derivada temporal del semieje mayor en función de la velocidad de rotación normalizada de la Luna, para varios pares de valores de la temperatura media del manto ( $T_m^k$ ,  $k = \oplus$ : Tierra,  $k = \zeta$ : Luna ) para  $T_m^\zeta = 2000$  K.

mayores temperaturas se vería reflejado en la evolución dinámica como una transición de una curva a la otra. Es decir, desde las curvas de la Figura 1 hacia las de las Figuras 2 y 3.

Este resultado abre nuevas perspectivas para el estudio de la evolución dinámica y térmica del sistema Tierra-Luna. Si bien se trata de un trabajo exploratorio, queda demostrado que la combinación de modelos dinámicos y térmicos de mayor complejidad puede brindar caminos evolutivos posibles para dicho sistema, teniendo en cuenta las restricciones impuestas por las evidencias geológicas disponibles y la compleja relación entre la evolución térmica y dinámica de sistemas binarios.

#### Referencias

- Boué G., Efroimsky M., 2019, *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 131, 30  
 Efroimsky M., 2012, *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 112, 283  
 Efroimsky M., 2015, *AJ*, 150, 98  
 Lugmair G., Shukolyukov A., 1998, *GeoCoA*, 62, 2863  
 Luna S.H., Navone H.D., Melita M.D., 2020, *A&A*, 641, A109  
 Luna S.H., Spagnuolo M.G., Navone H.D., 2021, *BAAA*, 62, 53  
 Meier M.M.M., 2012, *Nature Geoscience*, 5, 240  
 Stamenković V., et al., 2012, *ApJ*, 748, 41  
 Touboul M., et al., 2007, *Nature*, 450, 1206  
 Wiechert U., et al., 2001, *Science*, 294, 345  
 Young E.D., et al., 2016, *Science*, 351, 493  
 Zhang J., et al., 2012, *Nature Geoscience*, 5, 251

# Estudio de los efectos sistemáticos de SOPHIE+ con algoritmos de aprendizaje automático

J. Serrano Bell<sup>1</sup> & R.F. Díaz<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> International Center for Advanced Studies e Instituto de Ciencias Físicas, CONICET-UNSAM, Argentina

Contacto / serranojuan@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / SOPHIE+ es un espectrógrafo *echelle* ubicado en el Observatorio de Haute-Provence, Francia. Mediante calibración simultánea de la longitud de onda puede alcanzar precisiones cercanas a  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Sin embargo, el punto cero del instrumento presenta derivas a baja frecuencia de algunos  $\text{m s}^{-1}$  que deben ser corregidas para la alta precisión que requieren los programas actuales de búsqueda de exoplanetas. Con este fin se monitorean regularmente cuatro estrellas de velocidad radial constante, y se usan estas mediciones para corregir las velocidades observadas. En este trabajo, proponemos una nueva forma de realizar la corrección de punto cero de instrumentos como SOPHIE+. Usamos técnicas de aprendizaje automático supervisado para predecir los cambios de punto cero a partir de variables ambientales, instrumentales, y observacionales. Construimos un conjunto de datos con 645 observaciones y más de 120 variables. Exploramos distintos algoritmos y logramos predecir las variaciones instrumentales de la velocidad radial con una precisión de  $1.47 \text{ m s}^{-1}$ . Estas técnicas tienen el potencial de permitir realizar la corrección sin necesidad de observar estrellas constantes y de obtener conocimiento sobre el instrumento que permita mejorar su estabilidad y precisión.

**Abstract** / SOPHIE+ is a echelle spectrograph located in Haute-Provence Observatory, France. It can reach a precision of near  $1 \text{ m s}^{-1}$  by simultaneous calibration. However, the zero point shows a low frequency drift of a few  $\text{m s}^{-1}$  that must be corrected to achieve the needed precision for the current exoplanet search programs. To this end, four radial velocity standard stars are monitored regularly to measure the instrumental drift. In this work, we propose a new way to correct the instrumental drift of instruments like SOPHIE+. We use supervised machine learning techniques to predict the zero point drift with environmental, instrumental and observational features as input. A dataset with 645 observations and more than 120 features was built. We explored various algorithms and achieved a precision of  $1.47 \text{ m s}^{-1}$  precision on the predictions of the instrumental drift. These techniques have the potential of allowing a method of correction without the need of monitoring standard stars and also can give us knowledge about the instrument that could be used to improve its stability and precision.

**Keywords** / instrumentation: spectrographs — techniques: radial velocities — methods: data analysis

## 1. Introducción

Los espectrógrafos de alta resolución juegan hoy en día un rol crucial en la ciencia exoplanetaria, tanto para la detección de nuevos exoplanetas mediante el método de velocidades radiales (VR), como en la confirmación y caracterización de los detectados por fotometría, ya que nos permite calcular las masas. Para la detección de planetas dentro del dominio de las super-tierras se requiere una gran precisión en la determinación de las velocidades radiales. SOPHIE está diseñado para lograr estas precisiones mediante el método de control del perfil instrumental ó *IP control* (Figueira, 2018) y calibración simultánea de la longitud de onda. Si bien alcanza precisiones entre  $1$  y  $2 \text{ m s}^{-1}$ , el punto cero del instrumento muestra una deriva a largo plazo que actualmente se corrige mediante la observación regular de estrellas estándar de velocidad radial (Courcol et al., 2015). La idea de este trabajo es aprovechar la gran cantidad de observaciones de estrellas constantes con las que contamos en la base de datos de SOPHIE, ya que al tener una VR fija y bien conocida, la dispersión de las medidas está dominada por los errores sistemáticos del instrumento.

La idea es tratar de modelar estos errores con el objetivo de proporcionar un nuevo método de corrección y a su vez intentar comprender las causas de los mismos. Para esto, nos proponemos entrenar un algoritmo de aprendizaje automático supervisado sobre un conjunto de observaciones de estrellas de VR constante para que aprenda a predecir las variaciones en las medidas obtenidas con SOPHIE. Usamos observaciones hechas entre 2018 y 2020, para las cuales recogimos una enorme cantidad de variables ambientales, observacionales e instrumentales que creemos que pueden estar contribuyendo a los errores sistemáticos pero que a priori no sabemos cuáles son las más importantes. El uso de algoritmos de aprendizaje automático es ideal para el tipo de problema que queremos resolver, ya que permiten manejar grandes cantidades de datos y en muchos casos nos permiten extraer información valiosa de ellos, es decir, podemos acceder a lo que “aprende” el algoritmo. Para la implementación de los modelos y el pre-procesado de los datos utilizamos el paquete `scikit-learn`\* de Python.

\*<https://scikit-learn.org/>

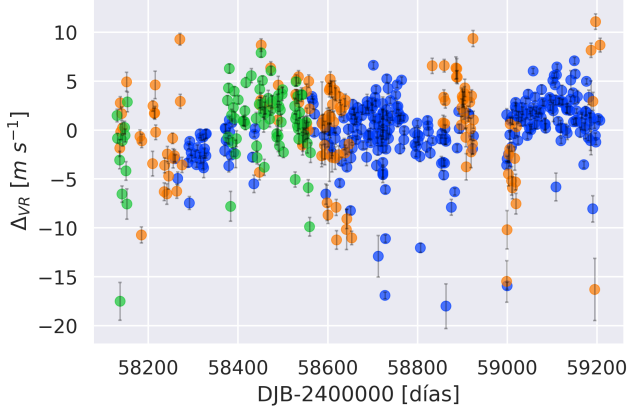


Figura 1: Datos para entrenamiento por estrella. HD 185144 (azul), HD 89269 (naranja), HD 9407 (verde).

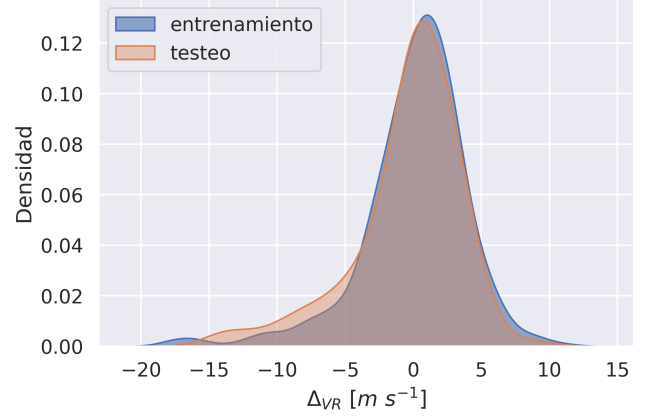


Figura 2: Distribuciones de los conjuntos de entrenamiento y testeo.

## 2. Metodología

Recolectamos 645 observaciones de las estrellas HD 185144 (K0V), HD 89269 (G4V) y HD 9407 (G6.5V). Es importante incluir estrellas con distintos tipos espectrales para tener en cuenta el efecto de color (Bourrier & Hébrard, 2014). Para cada observación extrajimos 83 características (*features*) de los encabezados de las imágenes y 30 más fueron colectadas de archivos externos correspondientes a sensores de temperatura y presión en distintas partes del instrumento.

### 2.1. Preprocesado

Una vez armado el conjunto de datos, lo primero que hicimos fue un análisis exploratorio para ver qué características estaban más correlacionadas con la velocidad radial y visualizar la distribución de cada característica que habíamos pre-seleccionado. Descartamos las características que tenían muchos valores malos o faltantes, las que presentaban pocos valores faltantes las completamos mediante el uso de la función *SimpleImputer* reemplazando los valores indeseados por la mediana. También identificamos una pequeña cantidad de valores atípicos de las velocidades radiales y eliminamos esas filas del conjunto. Definimos nuevas características de interés a partir de combinaciones de las anteriores.

### 2.2. Preparación de los datos

Usando la función *StandardScaler* se transformaron todas las características a media cero y varianza unitaria. Luego separamos de manera aleatoria un 20% de los datos para testear el modelo, mientras que el otro 80% se usó para entrenamiento de los algoritmos (figuras 1 y 2).

### 2.3. Entrenamiento y ajuste fino

Probamos nueve algoritmos distintos de aprendizaje automático supervisado, entrenamos y buscamos los mejores hiperparámetros mediante validación cruzada. El algoritmo que elegimos finalmente fue un regresor lineal

*Lasso* ajustado con el algoritmo *LARS*. Se implementó en scikit-Learn con la función *LassoLars* sobre 112 características y todas las combinaciones posibles de sus productos utilizando la función *PolynomialFeatures* de scikit-learn, es decir un total de 6329 características.

### 2.4. Selección de características

El algoritmo *LassoLars* nos permite ver el coeficiente que tiene asociada cada característica en el modelo ya entrenado, aquí observamos que la gran mayoría eran nulos, y con esto hicimos una selección de las características más relevantes para la predicción, reduciendo la cantidad de características de 112 a sólo 33 sin afectar la precisión del modelo.

## 3. Resultados

Como métrica para evaluar el modelo en el conjunto de testeo usamos el error cuadrático medio pesado (WRMSE), el cual se define como:

$$\text{WRMSE} = \sum_{i=1}^N \frac{w_i (x_i - \bar{x})^2}{wN},$$

donde

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2 f_j},$$

es el peso del dato  $i$ ,  $\sigma_i$  es la incerteza en la VR y  $f_j$  es la fracción de datos del total que corresponden a la estrella  $j$ . En la tabla 1 mostramos la desviación estándar de los datos de testeo, el WRMSE y el coeficiente  $R^2$  de las predicciones en el conjunto de testeo completo y para cada estrella por separado. Pudimos identificar a la característica llamada “*drift rv*” como la de mayor importancia para el algoritmo (figura 3), este es un parámetro que se obtiene al medir cuánto se movió el punto cero de la longitud de onda correspondiente a la lámpara de Th del instrumento desde la anterior calibración al momento de la observación.

En las figuras 4, 5 y 6 se muestran los datos de testeo y las predicciones para cada una de las estrellas. En HD



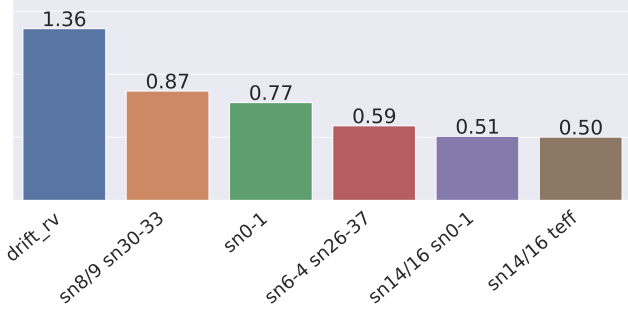


Figura 3: Se muestran las seis características con coeficientes más altos en el modelo entrenado de LassoLars, los coeficientes están multiplicados por 1000. Las “sn0”, “sn1”, ..., “sn*i*” son las relaciones señal a ruido del orden *i* del espectro. Mientras que “teff” es la temperatura efectiva de la estrella. La característica más relevante es el “drift rv” y la segunda es el producto del cociente entre “sn8” y “sn9” con la diferencia entre “sn30” y “sn33”.

	Desviación Estándar [ $\text{m s}^{-1}$ ]	WRMSE [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$R^2$
Todo	3.96	1.49	0.77
HD 185144	2.63	1.33	0.67
HD 89269	5.62	1.86	0.86
HD 9407	4.31	1.67	0.79

Tabla 1: Evaluación del modelo en el set de testeo completo y separado por estrella.

89269 y HD 9407 vemos que el modelo explica el 86 y 79% de la dispersión de los datos respectivamente, mientras que en HD 185144 cerca del 67%. Para este último caso sin embargo, si aplicamos nuestro modelo como corrección a los datos de testeo nos permite reducir la dispersión de las velocidades radiales de  $2.63 \text{ m s}^{-1}$  a  $1.43 \text{ m s}^{-1}$ , lo cuál es comparable, incluso ligeramente mejor, a lo obtenido para la misma estrella por (Courcol et al., 2015) con el método tradicional de las estrellas constantes ( $1.51 \text{ m s}^{-1}$ ).

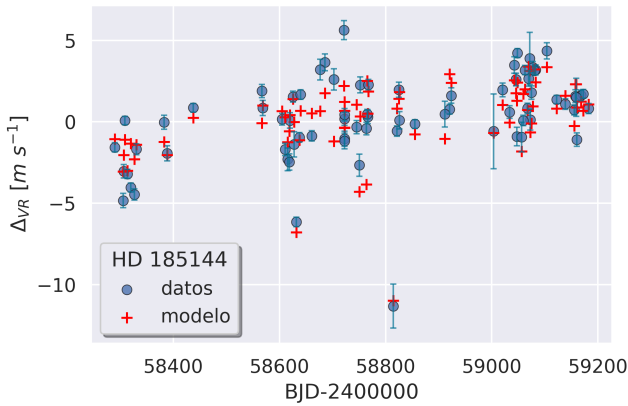


Figura 4: Predicciones para HD 185144.

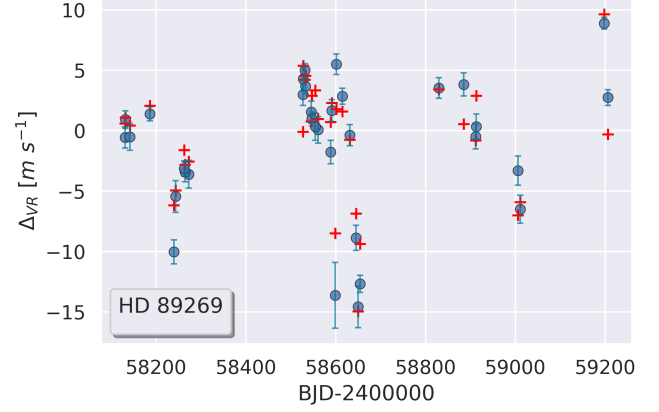


Figura 5: Predicciones para HD 89269.

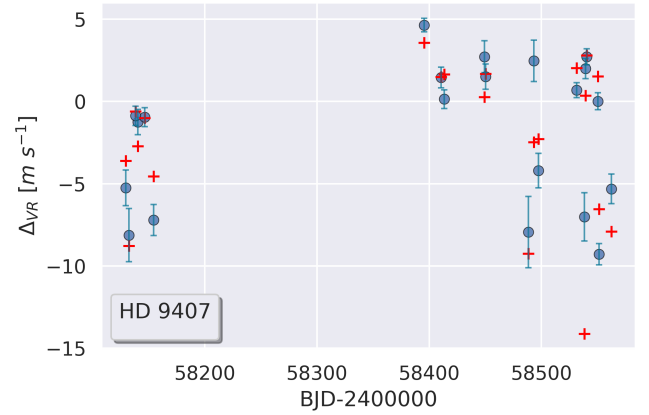


Figura 6: Predicciones para HD 9407.

## 4. Conclusiones y trabajo futuro

Pudimos entrenar un modelo que predice muy bien las variaciones en las VR debida a errores sistemáticos de SOPHIE en tres estrellas de constantes y de distintos tipos espectrales. Al menos un 77% de la dispersión de las VR puede explicarse con el modelo. El algoritmo final es un LassoLars que utiliza 33 características de las cuales identificamos a “drift rv” como la más importante, seguida de diferentes combinaciones entre las relaciones señal a ruido de los órdenes espectrales. Como trabajo futuro vamos a probar el modelo en otra estrella que no haya sido parte del conjunto de entrenamiento y en datos nuevos de las mismas estrellas.

## Referencias

- Bourrier V., Hébrard G., 2014, *A&A*, 569, A65  
 Courcol B., et al., 2015, *A&A*, 581, A38  
 Figueira P., 2018, T.L. Campante, N.C. Santos, M.J.P.F.G. Monteiro (Eds.), *Asteroseismology and Exoplanets: Listening to the Stars and Searching for New Worlds*, *Astrophysics and Space Science Proceedings*, vol. 49, 181



# White-dwarf asteroseismology with the *TESS* space telescope

A.H. Córscico<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contact / alejandrocorsico@gmail.com

**Resumen** / A medida que las estrellas enanas blancas se enfrían, atraviesan una o más etapas de inestabilidad pulsacional en modos  $g$  (gravedad), convirtiéndose en estrellas variables multiperiodicas. Los objetos que experimentan estos estados de inestabilidad pulsacional permiten a los astrónomos estudiar sus interiores a través de las técnicas astrosismológicas, como si ellos pudieran “ver” sus regiones internas analizando los espectros de períodos de pulsación. La astrosismología de enanas blancas ha experimentado avances extraordinarios en años recientes gracias a las observaciones fotométricas de calidad y continuidad sin precedentes provistas por misiones espaciales tales como *Kepler* y *TESS*. Estos avances en el monitoreo de enanas blancas variables han sido acompañados por el desarrollo de nuevos modelos estelares y técnicas para modelar sus pulsaciones. En el presente artículo, revisamos los hallazgos más importantes –hasta principios de 2022– acerca de estas fascinantes estrellas pulsantes alcanzados gracias a las observaciones ininterrumpidas de alta calidad de la misión *TESS*, aún en ejecución, teniendo en mente que habrá probablemente muchos nuevos resultados en el futuro inmediato derivados de este telescopio espacial único.

**Abstract** / As white-dwarf (WD) stars cool, they go through one or more stages of  $g$ (gravity)-mode pulsational instability, becoming multiperiodic variable stars. Stars passing through these instability domains allow astronomers to study their interiors through asteroseismological techniques, as if they could “look” at their interiors by analyzing the spectra of pulsation periods. WD asteroseismology has experienced extraordinary advances in recent years thanks to photometric observations of unprecedented quality delivered by space missions such as *Kepler* and *TESS*. These advances in the monitoring of variable WDs have been accompanied by the development of new stellar models and techniques for modeling their pulsations. In this article, we review the most outstanding findings –up to early 2022– about these fascinating pulsating stars made possible with the high-sensitivity and continuous observations of the ongoing *TESS* mission, bearing in mind that there will possibly be many more new results in the immediate future derived from this unique space telescope.

*Keywords* / stars: evolution — white dwarf — stars: interiors — stars: oscillations — asteroseismology

## 1. Introduction

The most frequent final chapter in the life’s book of the stars consists in the white dwarf (WD) stage. Indeed, most stars in the Universe (those with initial masses below  $\sim 10 - 11M_{\odot}$ ; Woosley & Heger, 2015, including our Sun) will end their lives in the form of these hot, compact and degenerate objects that evolve basically by cooling, delivering to the interstellar medium their reservoir of thermal energy produced long time ago, during their prior evolution. A comprehensive review article focused on the origin and evolution of WDs is that of Althaus et al. (2010). WDs are extremely old objects, with typical ages in the range 1–10 Gyr (1 Gyr  $\equiv 10^9$  yr), and are found in a range of masses of  $0.15 \lesssim M_{\star}/M_{\odot} \lesssim 1.25$ , with an average value of  $M_{\star}/M_{\odot} \sim 0.60$  (Tremblay et al., 2016). They are characterized by planetary dimensions, with stellar radii  $R_{\star} \sim 0.01R_{\odot}$ , and thus the matter inside is highly compacted, the average densities being of the order of  $\bar{\rho} \sim 10^6$  g/cm<sup>3</sup>. The equation of state inside WDs is that of a highly-degenerate Fermi gas (Chandrasekhar, 1939), the hydrostatic equilibrium in their interior being provided by the pressure

of degenerate electrons counteracting gravity. In particular, electron degeneracy is responsible for the counter-intuitive relationship between the stellar mass and radius, according to which the more massive the star, the smaller its radius. Also, since the mechanical properties of a WD are described by a Fermi gas of degenerate electrons, there exist a limit mass—the Chandrasekhar mass,  $\sim 1.4M_{\odot}$ —beyond which the structure of a WD becomes unstable.

The number of identified WDs has risen enormously in the last few years. Ground-based observations, mainly with the spectral observations of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS; York et al., 2000), have increased 15 times the number of known WDs (Kepler et al., 2019). Recently, Gentile Fusillo et al. (2021) presented a catalog of  $\sim 359\,000$  high-confidence WD candidates selected from *Gaia* DR3.

WDs are currently being used as valuable tools to learn about the history of our Galaxy and stellar populations. Indeed, as nearly all stars become WDs after the exhaustion of their central H, WDs are representative of the age distribution of the vast majority of stars. There-

fore, they provide independent chronometers for the age and star-formation history of the Galactic disk (e.g. Harris et al., 2006), and halo (Isern et al., 1998) through *cosmochronology*. Furthermore, WD cosmochronology can be applied to Galactic globular clusters (Hansen et al., 2013) and open clusters (e.g. García-Berro et al., 2010) as well. WDs also are extremely useful to explore the evolution of planetary systems (see, e.g., Hollands et al., 2022). On the other hand, WDs provide us information about the past evolution of their progenitor stars and the chemical enrichment of the interstellar medium (Fontaine et al., 2001; Winget & Kepler, 2008; Althaus et al., 2010).

An extremely important property of WDs, observed serendipitously for the first time by Landolt (1968), is that they experience  $g$ -mode pulsational instabilities that make them variable stars at least in one stage of their evolution. The interior of pulsating stars can be studied through the tools of asteroseismology by exploiting the information encrypted in their frequency spectra (Unno et al., 1989; Catelan & Smith, 2015; Aerts, 2021; Kurtz, 2022). In the case of WDs, asteroseismology has become in recent years one of the most important tools to learn about their origin, evolution and internal structure, extending the reach of the traditional techniques of spectroscopy, photometry and astrometry (see Winget & Kepler, 2008; Althaus et al., 2010; Giammichele et al., 2017; Córscico et al., 2019; Córscico, 2020a). In order to carry out asteroseismic analyses of pulsating WDs, it is crucial to have available a sufficient number of pulsation periods. In the beginning, this was made a reality thanks to the Whole Earth Telescope (*WET*; Nather et al., 1990; Winget et al., 1991, 1994). For a decade or so, the difficult undertaking of detecting as many periods as possible has begun to be done through space missions. Space-based observations meant a revolution in the area of asteroseismology for many classes of pulsating stars, particularly pulsating WDs. As a matter of fact, during the nominal *Kepler* mission (Borucki et al., 2010) and its *K2* extension (Howell et al., 2014), 89 pulsating WDs were monitored, and the analyses of 35 of them have been published up to now (see Córscico, 2020b, for a complete account).

## 2. The *TESS* space mission

The successor to the *Kepler* spacecraft is the NASA’s Transiting Exoplanet Survey Satellite (*TESS*, Ricker et al., 2015). This space mission was launched on 18 April 2018 with a planned nominal duration of 2 years, and 15 years of extended mission, with the main goal of searching for exoplanets around bright stars. Through nearly continuous stable photometry, as well as its extended sky coverage, *TESS* is making outstanding contributions to asteroseismology. *TESS* has observed 200 000 brightest stars in 85% of the whole sky in 2019 and 2020 in the first part of the mission. This space telescope performs extensive time-series photometry that allows to discover pulsating stars, and, in particular, variable hot subdwarfs, WDs, and pre-WDs with  $\text{mag} < 16$ , with short (120 s) cadence. Starting in July 2020, it is now also observing in 20 s cadence. The activi-

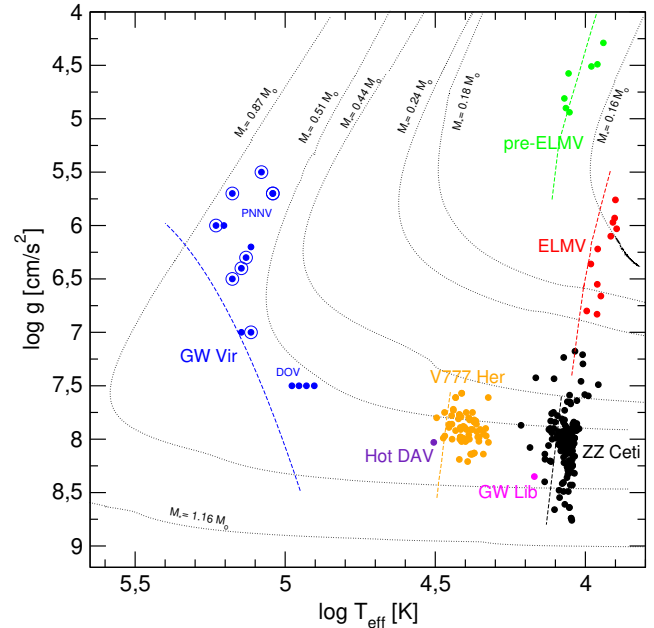


Figure 1: Representative subsets of the different families of pulsating WD and pre-WD stars (small circles of different colors) in the  $\log T_{\text{eff}} - \log g$  plane. GW Vir stars indicated with blue circles surrounded by blue circumferences are PNNVs. In the case of GW Lib stars, only the location of the prototypical object, GW Librae, has been included (magenta dot). Two post-VLTP (Very Late Thermal Pulse) evolutionary tracks for H-deficient WDs ( $0.51$  and  $0.87 M_{\odot}$ ; Miller Bertolami & Althaus, 2006), four evolutionary tracks of low-mass He-core H-rich WDs ( $0.16$ ,  $0.18$ ,  $0.24$ , and  $0.44 M_{\odot}$ ; Althaus et al., 2013), and one evolutionary track for ultra-massive H-rich WDs ( $1.16 M_{\odot}$ ; Camisassa et al., 2019) are plotted for reference. Dashed lines correspond to the location of the theoretical hot edge of the different instability strips.

ties related to compact pulsators, as WDs and subdwarf stars, are conducted by the *TESS* Asteroseismic Science Consortium (*TASC*), Compact Pulsators Working Group (WG8). Since pulsating WDs are multiperiodic, they require long, uninterrupted strings of data. In this sense, Bradley (2021) discuss the advantages of space satellite-based data compared to ground-based data. In the next section, we review the most outstanding findings –up to early 2022– on the various classes of pulsating WDs and pre-WDs, made possible with the *TESS* space mission.

## 3. Asteroseismology of WDs and pre-WDs with *TESS*

Pulsations in WDs and pre-WDs result in brightness variations in the optical and also in the ultraviolet (UV) and infrared (IR) regions of the electromagnetic spectrum, with amplitudes between  $0.001$  mmag and  $0.4$  mag. The luminosity fluctuations (with periods in the range  $100 - 7000$  s) are likely induced mainly by changes in the surface temperature ( $\Delta T_{\text{eff}} \lesssim 200$  K) due to spheroidal nonradial  $g$  (gravity) modes (McGraw, 1979; Robinson et al., 1982) with low harmonic degree

( $\ell = 1, 2$ ) and low and intermediate radial order ( $k$ ). Nowadays, the number of known pulsating WDs and pre-WDs amounts to 606 (Córscico et al., 2019; Vincent et al., 2020; Guidry et al., 2021; Szkody, 2021; Lopez et al., 2021; Duan et al., 2021; Sowicka et al., 2021; Romero et al., 2022; Vanderbosch et al., 2022). They are distributed in seven confirmed types (number of objects), namely ZZ Ceti (or DAV) stars (494), GW Lib stars (18), V777 Her (or DBV) stars (49), hot DAV stars (1), GW Vir stars (24), ELMV stars (12), and pre-ELMV stars (8). There are one additional claimed class of pulsating WDs, the DQV stars. The location of the different kinds of WD and pre-WDs in the  $\log T_{\text{eff}} - \log g$  is depicted in Fig. 1 (details can be found in Córscico et al., 2019).

### 3.1. GW Vir variables

The GW Vir variable stars are pulsating PG 1159 stars, after the prototype of the class, PG 1159–035 (McGraw, 1979). This is the hottest known class of pulsating WDs and pre-WDs ( $80\,000\text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 180\,000\text{ K}$  and  $5.5 \lesssim \log g \lesssim 7.5$ ), constituted by H-deficient, C-, O- and He-rich atmosphere WD and pre-WD stars. This class includes stars that are still surrounded by a nebula –the variable planetary nebula nuclei, designed as PNNVs– and stars that lack a nebula –called DOVs. The location of the known GW Vir variable stars in the  $\log T_{\text{eff}} - \log g$  diagram is displayed in Fig. 2. Regarding GW Vir stars, the *Kepler* mission only observed the prototypical star of the class (PG 1159–035; da Rosa et al., 2022). At variance with this, several GW Vir variables were scrutinized by the *TESS* mission, including four new objects discovered with this space telescope.

In a thorough study, Córscico et al. (2021) analyzed exhaustively six already known GW Vir stars using observations collected by the *TESS* mission. They processed and analyzed observations of RX J2117+3412 (TIC 117070953), HS 2324+3944 (TIC 352444061), NGC 6905 (TIC 402913811), NGC 1501 (TIC 084306468), NGC 2371 (TIC 446005482), and K 1–16 (TIC 233689607). A detailed asteroseismological analysis of these stars was carried out on the basis of La Plata Group’s\* PG 1159 evolutionary models that take into account the complete evolution of the progenitor stars, this being a crucial condition to be able to correctly assess the period spectra of this type of objects. Córscico et al. (2021) extracted 58 periods from the *TESS* light curves of these GW Vir stars using a standard prewhitening procedure to derive the potential pulsation frequencies. All the oscillation frequencies that they found are associated with  $g$ -mode pulsations, with periods spanning from  $\sim 817\text{ s}$  to  $\sim 2682\text{ s}$ . The authors found a constant period spacings for all but one star (K 1–16), which allowed them to infer the stellar masses and constrain the harmonic degree  $\ell$  of the modes. Based on rotational frequency splittings, they derived the rotation period of RX J2117+3412, obtaining a value in agreement

\*<http://evolgroup.fcaglp.unlp.edu.ar/>

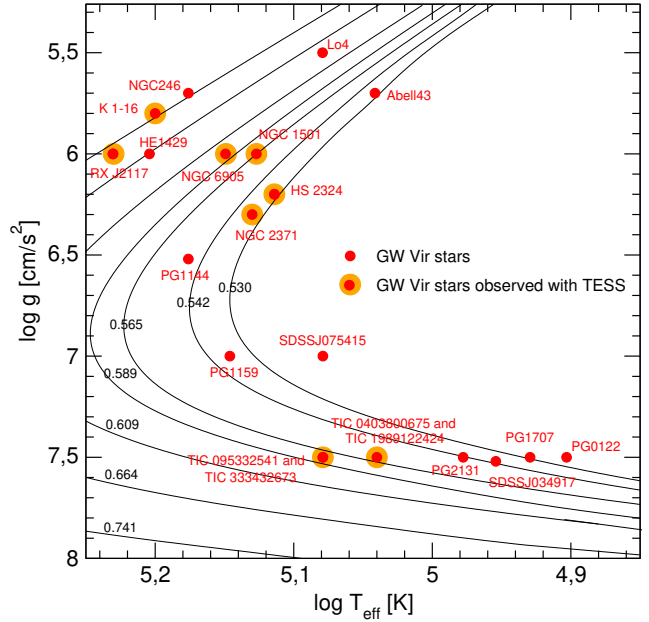


Figure 2: Location of the known GW Vir variable stars in the  $\log T_{\text{eff}} - \log g$  plane depicted with red circles. Thin solid curves show the post-born again evolutionary tracks from Miller Bertolami & Althaus (2006) for different stellar masses. The location of the GW Vir stars observed with *TESS* are emphasized with large orange circles. In particular, the stars TIC 333432673, TIC 095332541, TIC 0403800675, and TIC 1989122424 have been discovered with *TESS* observations.

with previous determinations. An important point in this study is that to carry out the asteroseismological analyses, the authors combined the periods observed from the ground telescopes with those detected by *TESS*, allowing them to obtain an expanded period spectrum with numerous periods for each analyzed star. They performed period-to-period fit analyses on five of the six analyzed stars. For four stars (RX J2117+3412, HS 2324+3944, NGC 1501, and NGC 2371), they were able to find an asteroseismological model with masses in agreement with the stellar mass values inferred from the period spacings, and are generally compatible with the spectroscopic masses. Employing the seismological models, they derived the seismological distance, and compared it with the precise astrometric distance measured with *Gaia*, finding good agreement in some cases. An interesting finding is that the period spectrum of K 1–16 exhibits dramatic changes in frequency and amplitude, something that made it difficult the analysis. In summary, the findings of Córscico et al. (2021) confirmed the results derived for these stars on the basis of ground-based observations.

Uzundag et al. (2021) reported the discovery of two new GW Vir stars with *TESS* data, TIC 333432673 and TIC 095332541. Both stars are characterized by  $T_{\text{eff}} = 120\,000 \pm 10\,000\text{ K}$ ,  $\log g = 7.5 \pm 0.5$ , and  $M_{\star} = 0.58^{+0.16}_{-0.08} M_{\odot}$ , only differing in their surface He/C composition. These authors presented observations from the extended *TESS* mission in both 120 s short-cadence and

20 s ultra-short-cadence mode of these two pre-WDs showing H deficiency. Uzundag et al. (2021) applied the tools of asteroseismology with the aim of deriving their structural parameters and seismological distances. The asteroseismological analysis of TIC 333432673 allowed the authors to find a constant period spacing compatible with a stellar mass  $M_\star \sim 0.60 - 0.61M_\odot$ , and an asteroseismological model for this star with a stellar mass  $M_\star = 0.589 \pm 0.020M_\odot$ , as well as a seismological distance of  $d = 459^{+188}_{-156}$  pc. For this star, there is an excellent agreement between the different methods to infer the stellar mass, and also between the seismological distance and that measured with *Gaia* ( $d_{\text{Gaia}} = 389^{+5.6}_{-5.2}$  pc). For TIC 095332541, there is a possible period spacing that suggests a stellar mass of  $M_\star \sim 0.55 - 0.57M_\odot$ . Unfortunately, the authors were not able to find an asteroseismological model for this star.

Finally, Uzundag et al. (2022) announced the discovery of two additional GW Vir stars, TIC 0403800675 (WD J115727.68–280349.64) and TIC 1989122424 (WD J211738.38–552801.18) employing observations collected by *TESS*. These stars are characterized by  $T_{\text{eff}} = 110\,000 \pm 10\,000$  K,  $\log g = 7.5 \pm 0.5$ , but different He/C composition. Their *TESS* light curves reveal the presence of oscillations with periods in a narrow range between 400 and 410 s, which are associated with typical  $g$ -modes. By performing a fit to their spectral energy distributions, the authors found for both stars radii and luminosities of  $R_\star = 0.019 \pm 0.002 R_\odot$  and  $\log(L_\star/L_\odot) = 1.68^{+0.15}_{-0.24}$ , respectively. Employing state-of-the-art evolutionary tracks of PG 1159 stars, they found a stellar mass of for both stars of  $0.56^{+0.15}_{-0.05}M_\odot$  from the  $\log g - T_{\text{eff}}$  diagram, and  $0.60^{+0.11}_{-0.09}M_\odot$  from the Hertzsprung Russell diagram. Unfortunately, due to the fact that both stars exhibit just only two periods each, it is not possible to perform an asteroseismological modeling, something that will have to wait for more periods to be detected in future observations.

### 3.2. DBV variables

The DBV or V777 Her variable stars are pulsating DB WDs, characterized by atmospheres almost pure in He, effective temperatures in the range  $22\,400 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 32\,000 \text{ K}$  and surface gravities in the interval  $7.5 \lesssim \log g \lesssim 8.3$ . The location of the known DBV variable stars in the  $T_{\text{eff}} - \log g$  diagram is shown in Fig. 3.

The first pulsating WD analyzed with *TESS* was the DBV star WD0158–160 (also called EC 01585–1600, G272–B2A, TIC 257459955; Bell et al., 2019). TIC 257459955 is an already known DBV WD with  $T_{\text{eff}} = 24\,100$  K and  $\log g = 7.88$  (Rolland et al., 2018), or alternatively,  $T_{\text{eff}} = 25\,500$  K and  $\log g = 7.94$  (Voss et al., 2007). Bell et al. (2019) found 9 independent periods in the range [245 – 866] sec, suitable for asteroseismology. The period spacing is  $\Delta\Pi = 38.1 \pm 1.0$  s, which is associated to  $\ell = 1$   $g$ -modes. Its comparison with the average of the computed period spacings provides an estimate of the stellar mass. This procedure points to a stellar mass of  $M_\star = 0.621 \pm 0.06M_\odot$ ,

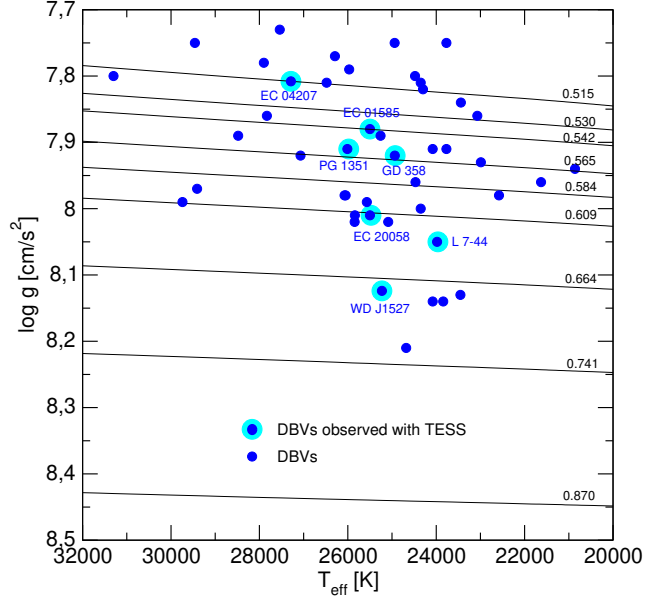


Figure 3: Location of the known DBV WDs on the  $T_{\text{eff}} - \log g$  diagram, marked with blue circles. Thin solid curves show the DB WD evolutionary tracks from Althaus et al. (2009) for different stellar masses. The location of the DBV stars observed with *TESS* are emphasized with large cyan circles. In particular, the stars L 7–44 and WD J1527 have been discovered with *TESS* observations.

or alternatively,  $M_\star = 0.658 \pm 0.10M_\odot$ , according to the two different spectroscopic determinations of  $T_{\text{eff}}$ . They are higher than the spectroscopic estimates ( $M_\star = 0.542 - 0.557M_\odot$ ). The star also has been analyzed by means of period-to-period fits by employing the fully evolutionary-model approach of the La Plata Group, and also the parametric approach of the Texas Group (Bischoff-Kim & Montgomery, 2018). The solution that satisfies the spectroscopic parameters and the astrometric constraints from *Gaia* is a DB WD model with  $M_\star \sim 0.60M_\odot$ ,  $T_{\text{eff}} \sim 25\,600$  K,  $M_{\text{He}} \sim 3 \times 10^{-2}M_\star$ ,  $d \sim 67$  pc, and a rotation period of  $\sim 7$  or  $\sim 14$  hours.

The second DBV star studied with *TESS* is the prototypical object GD 358 (Córscico et al., 2022b). GD 358 (or V777 Her) has a *TESS* Input Catalog (TIC) number TIC 219074038. It is the brightest ( $m_V = 13.7$ ) and most extensively studied DBV star. Its spectroscopic surface parameters are  $T_{\text{eff}} = 24\,937 \pm 1018$  K and  $\log g = 7.92 \pm 0.05$  according to Bédard et al. (2017) from optical data, although the previous analysis by Nitta et al. (2012) and Koester et al. (2014) using optical and UV data gives  $T_{\text{eff}} = 24\,000 \pm 500$  K and  $\log g = 7.8 \pm 0.05$  (Fig.1). Recently, Kong & Luo (2021) derived the atmospheric parameters of GD 358 with *LAMOST* data and found  $T_{\text{eff}} = 24\,075 \pm 124$  K and  $\log g = 7.827 \pm 0.01$  dex. GD 358 has been extensively observed by the *WET* collaboration (Winget et al., 1994; Vuille et al., 2000; Kepler et al., 2003; Provencal et al., 2009). The most recent and thorough analysis of this star has been carried out by Bischoff-Kim et al. (2019), who through an impressive effort collected and reduced data from 34 years of photometric observations, includ-

ing archival data from 1982 to 2006, and 1195.2 hr of observations from 2007 to 2016. Córscico et al. (2022b) detected 26 periodicities from the *TESS* light curve of this DBV star using a standard pre-whitening. The oscillation frequencies are associated with nonradial  $g$ -mode pulsations with periods from  $\sim 422$  s to  $\sim 1087$  s. Moreover, they detected 8 combination frequencies between  $\sim 543$  s and  $\sim 295$  s. The authors combined these data with a huge amount of observations from the ground (Bischoff-Kim et al., 2019) and found a constant period spacing of  $39.25 \pm 0.17$  s, which helped them to infer its mass ( $M_\star = 0.588 \pm 0.024 M_\odot$ ) and constrain the harmonic degree  $\ell$  of the modes. Córscico et al. (2022b) performed a period-fit analysis on GD 358, and were successful in finding an asteroseismological model with a stellar mass  $M_\star = 0.584_{-0.019}^{+0.025} M_\odot$ , compatible with the stellar mass derived from the period spacing, and in line with the spectroscopic mass ( $M_\star = 0.560 \pm 0.028 M_\odot$ ). In agreement with previous works, they found that the frequency splittings vary according to the radial order of the modes, suggesting differential rotation. Employing the seismological model made it possible to estimate the seismological distance ( $d_{\text{seis}} = 42.85 \pm 0.73$  pc) of GD 358, which is in excellent agreement with the precise astrometric distance measured by *GAIA* EDR3 ( $d_{\text{GAIA}} = 43.02 \pm 0.04$  pc). The authors concluded that the high-quality of data measured with *TESS*, used in combination with data taken from ground-based observatories, provides invaluable information for conducting asteroseismological studies of DBV stars, analogously to what happens with other types of pulsating WD stars.

Finally, an ongoing study of DBVs with *TESS* is that of Córscico et al. (2022a), where a detailed asteroseismological analysis of five DBV stars is reported. They processed and analyzed *TESS* observations of the three already known DBV stars PG 1351+489 (TIC 471015205), EC 20058–5234 (TIC 101622737), and EC 04207–4748 (TIC 153708460), and also two new DBV pulsators WD J1527–4502 (TIC 150808542) and WD 1708–871 (TIC 451533898), whose variability is reported for the first time in that paper. Similarly to what was done for the other DBVs, in this analysis it is expected to find the stellar mass of the stars under study through the constant period spacing (when it exists), and through fits of individual periods, which allow to find asteroseismological models. The validity of these asteroseismological models can be checked by calculating the seismological distances and comparing them with the astrometric distances derived by *Gaia*.

### 3.3. ZZ Ceti variables

The DAV or ZZ Ceti variable stars are pulsating DA WDs, characterized by almost pure-H atmospheres. They are the most numerous pulsating WDs. DAVs are located at low effective temperatures and high gravities ( $10\,400 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 12\,400 \text{ K}$  and  $7.5 \lesssim \log g \lesssim 9.1$ ). It was the first class of pulsating WDs to be detected (Landolt, 1968). The location of the known ZZ Ceti variable stars in the  $T_{\text{eff}} - \log g$  diagram is shown in Fig. 4.

The first study related to DA WDs using *TESS* observations was carried out by Althaus et al. (2020), al-

though not precisely in relation to the already known DAVs, but rather in connection to the possible existence of “warm” pulsating DA WDs, that is, H rich WDs with temperatures larger than those that characterize DAVs. The motivation of Althaus et al. (2020) stems from the pioneering theoretical work of Winget et al. (1982), who predicted the existence of pulsating DA WD stars with  $T_{\text{eff}} \sim 19\,000$  K. However, to date, no pulsating warm DA WD has been detected. Althaus et al. (2020) re-examined the pulsational predictions for such WDs on the basis of new evolutionary models, and also analyzed a sample of warm DA WDs observed by the *TESS* satellite in order to search for the possible pulsational signals. Althaus et al. (2020) computed WD evolutionary sequences with extremely low H content, appropriate for the study of warm DA WDs, and their non-adiabatic pulsations. They found that extended and smooth He/H transition zones inhibit the excitation of  $g$  modes due to partial ionization of He below the H envelope, and only in the case that the H/He transition is assumed to be much more steep, do the models experience pulsational instability. In this case, excited modes are found only in WDs models with H envelopes in the range of  $-14.5 \lesssim \log(M_{\text{H}}/M_\star) \lesssim -10$  and at effective temperatures higher than those typical of ZZ Ceti stars, in agreement with the previous study by Winget et al. (1982). Althaus et al. (2020) found that none of the warm DAs observed by the *TESS* are pulsating. The study suggests that the non-detection of pulsating warm DA WDs, if WDs with ultra-thin H envelopes do exist, could be attributed to the presence of a smooth and extended H/He transition zone. This could be considered as an indirect proof that element diffusion indeed operates in the interior of WDs.

The second pulsational study of DA WDs carried out with *TESS* observations is that of Bognár et al. (2020). They presented results on 18 previously known ZZ Ceti stars observed in 120 s cadence mode during the survey observation of the southern ecliptic hemisphere. They compared the frequencies detected with *TESS* with findings of previous ground-based observations, and detected possible amplitude or phase variations during the *TESS* observations in some stars (EC 23487–2424, BPM 30551, and MCT 0145–2211), something that was not previously identified from observations observations from the ground. Interestingly enough, they found that HE 0532–5605 may be a new outbursting ZZ Ceti star (see Bell et al., 2015). On the other hand, they detected more than 40 pulsation frequencies in seven ZZ Ceti stars, but did not detect any significant pulsation frequencies in the Fourier transforms of ten observed objects, due to a combination of their intrinsic faintness and/or crowding on the large *TESS* pixels. In particular, *TESS* observations allowed the detection of new frequencies for five stars (EC 23487–2424, BPM 31594, BPM 30551, MCT 0145–2211, HS 0507+0434B).

The most comprehensive study of ZZ Ceti stars using *TESS* data up to now is that of Romero et al. (2022). These authors reported the discovery of 74 new ZZ Ceti stars with the data obtained by *TESS* from Sectors 1 to 39, corresponding to the first 3 years of the mission. This includes objects from the southern hemisphere (Sectors

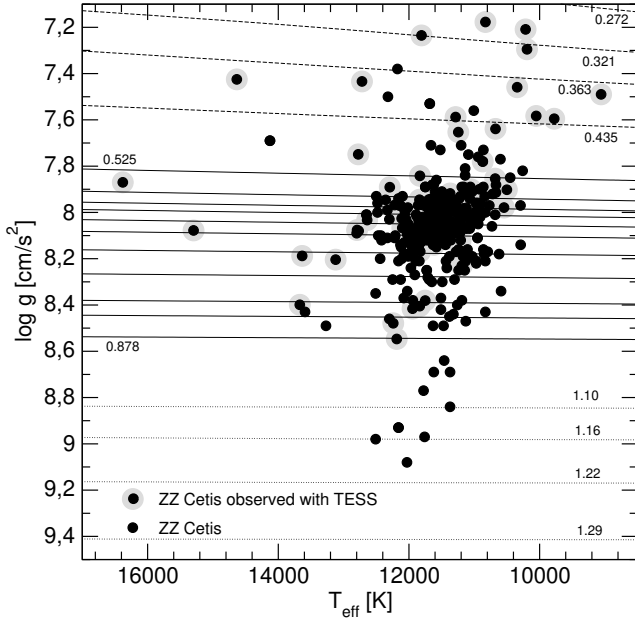


Figure 4: Location of the known ZZ Ceti on the  $T_{\text{eff}} - \log g$  plane, depicted with black circles. Dashed curves show the low-mass He-core DA WD evolutionary tracks from Althaus et al. (2013), solid curves depict the CO-core DA WD evolutionary tracks from Renedo et al. (2010), and dotted curves display the ultra-massive ONe-core DA WD evolutionary tracks from Camisassa et al. (2019), for different stellar masses. The location of the ZZ Ceti stars observed with *TESS* are emphasized with large gray circles.

1-13 and 27-39) and the northern hemisphere (Sectors 14-26), observed with 120 s and 20 s cadence. The sample of new ZZ Ceti includes 13 low-mass and one ELM WD candidate, considering the mass determinations from fitting *Gaia* magnitudes and parallax. In addition, Romero et al. (2022) present follow-up time series photometry from ground-based telescopes for 11 objects, which allowed them to detect a larger number of periods. For each object, they analyzed the period spectra and performed an asteroseismological analysis, and estimated the structure parameters ( $M_*$ ,  $T_{\text{eff}}$ ,  $M_{\text{H}}$ ) of the sample. They derived a mean seismological mass of  $\langle M_{\text{seis}} \rangle = 0.635 \pm 0.015 M_{\odot}$ , in agreement with the mean mass using estimates from *Gaia* data, which is  $\langle M_{\text{phot}} \rangle = 0.631 \pm 0.040 M_{\odot}$ , and with the mean mass of previously known ZZ Ceti of  $\langle M_* \rangle = 0.644 \pm 0.034 M_{\odot}$ . The new 74 bright ZZ Ceti discovered by these authors increases the number of ZZ Ceti by  $\sim 20\%$ , leading to 494 the total number of known pulsating WD stars of this class.

### 3.4. Pre-ELMV and ELMV variables

The ELMV variable stars (Extremely Low-Mass WDs variables) have  $7800 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 10000 \text{ K}$  and  $6 \lesssim \log g \lesssim 6.8$ , pure H atmospheres, and were discovered by Hermes et al. (2012). The pre-ELMV variable stars ( $8000 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 13000 \text{ K}$  and  $4 \lesssim \log g \lesssim 5$ ), the probable precursors of ELMVs, were discovered by Maxted

et al. (2013). They have H/He atmospheres. So far, few stars in these two categories of pulsating WD and pre-WD stars have been studied with *TESS*.

Wang et al. (2020) reported the discovery of two new pre-ELMV candidates in the *TESS* eclipsing binaries TIC 149160359 and TIC 416264037. Their lightcurves show a typical feature of EL CVn-type binaries. The less-massive components of the two binaries are both probably thermally bloated, pre-ELMVs. TIC 149160359 was found to pulsate in 21 independent frequencies, 4 of which are between 1139 s and 1359 s, and are associated to pulsation modes of the pre-ELM WD component. The Fourier amplitude spectrum of TIC 416264037 shows two pulsation periods at 706 s and 769 s, likely corresponding to the pre-ELMV component. Low-frequency signals (long periods) are also detected in both TIC 149160359 and TIC 416264037, and are probably due to the intrinsic pulsations of their  $\delta$  Sct-type primary components.

Using observations made with the *TESS* space telescope, Lopez et al. (2021) discovered pulsations in the ELM WD GD 278. This star was observed by *TESS* in Sector 18 at a 2-min cadence for roughly 24 d. The *TESS* data reveal at least 19 significant periodicities between 2447 – 6729 s, one of which is the longest pulsation period ever detected in a pulsating WD. Previous spectroscopy found that this ELMV star is in a 4.61 hr orbit with an unseen  $> 0.4 M_{\odot}$  companion and has  $T_{\text{eff}} = 9230 \pm 100 \text{ K}$  and  $\log g = 6.627 \pm 0.056$ , which corresponds to a mass of  $0.191 \pm 0.013 M_{\odot}$ . The star exhibits clear signatures of rotational splittings of frequencies, compatible with a stellar rotation period of roughly 10 hr, making GD 278 the first ELMV with a measured rotation rate. The spectrum of available periods does not allow finding a single asteroseismological model. Asteroseismology reveals two main possible solutions roughly consistent with the spectroscopic parameters of this ELM WD, but with vastly different H-layer masses. To break this degeneracy of solutions it would be useful to employ the stellar parallax, and thus the astrometric distance of the star.

## 4. Conclusions

The ongoing *TESS* space mission is being very successful in the search for extrasolar planets, but also in the area of asteroseismology for many classes of pulsating stars, in particular, pulsating WDs and pre-WDs.

In this work, we have briefly reviewed the results of 3 articles focused on GW Vir stars, 3 works dedicated to DBVs, 3 studies about ZZ Ceti, and 2 articles focused on pre-ELMVs and ELMVs. All these works involve the discovery of new pulsating WDs and pre-WDs and/or the follow up study of already known pulsating stars with observations from space, for a total of 112 objects.

Admittedly, this is just a partial account of the performance of the *TESS* mission concerning pulsating WDs and pre-WDs, covering only the first 3 years of the mission. Undoubtedly, in the near future there will be numerous discoveries of new pulsating WDs and pre-WDs and additional observations of already known pulsating objects that will help to enlarge the lists of

periods available for asteroseismology. Ongoing space missions such as *TESS*, the focus of this article, and *Cheops* (Moya et al., 2018), as well as future missions such as *Plato* (Piotto, 2018), will participate in this enterprise. All this wealth of knowledge will probably help to solve some of the mysteries surrounding these ancient pulsating stars.

*Acknowledgements:* I warmly thank the organizers for this excellent conference in hard times of pandemic. I also want to express my gratitude to the editors of this AAA volume for their great work. Part of this work was supported by AGENCIA through the Programa de Modernización Tecnológica BID 1728/OC-AR, by the PIP 112-200801-00940 grant from CONICET, and by the grant G149 from University of La Plata. This research has made intensive use of NASA Astrophysics Data System.

## References

- Aerts C., 2021, *Rev. Mod. Phys.*, 93, 015001  
 Althaus L.G., Miller Bertolami M.M., Córscico A.H., 2013, *A&A*, 557, A19  
 Althaus L.G., et al., 2009, *ApJ*, 704, 1605  
 Althaus L.G., et al., 2010, *A&A Rv*, 18, 471  
 Althaus L.G., et al., 2020, *A&A*, 633, A20  
 Bédard A., Bergeron P., Fontaine G., 2017, *ApJ*, 848, 11  
 Bell K.J., et al., 2015, *ApJ*, 809, 14  
 Bell K.J., et al., 2019, *A&A*, 632, A42  
 Bischoff-Kim A., Montgomery M.H., 2018, *AJ*, 155, 187  
 Bischoff-Kim A., et al., 2019, *ApJ*, 871, 13  
 Bognár Z., et al., 2020, *A&A*, 638, A82  
 Borucki W.J., et al., 2010, *Science*, 327, 977  
 Bradley P.A., 2021, *Front. Astron. Space Sci.*, 8, 184  
 Camisassa M.E., et al., 2019, *A&A*, 625, A87  
 Catelan M., Smith H.A., 2015, *Pulsating Stars*, Wiley-VCH  
 Chandrasekhar S., 1939, *An introduction to the study of stellar structure*, University Of Chicago Press  
 Córscico A.H., 2020a, *IAU Symposium*, 357, 93  
 Córscico A.H., 2020b, *Front. Astron. Space Sci.*, 7, 47  
 Córscico A.H., et al., 2019, *A&A Rv*, 27, 7  
 Córscico A.H., et al., 2021, *A&A*, 645, A117  
 Córscico A.H., et al., 2022a, *MNRAS*, submitted  
 Córscico A.H., et al., 2022b, *A&A*, 659, A30  
 da Rosa G.O., et al., 2022, *MNRAS*, submitted  
 Duan R.M., et al., 2021, *ApJ*, 922, 2  
 Fontaine G., Brassard P., Bergeron P., 2001, *PASP*, 113, 409  
 García-Berro E., et al., 2010, *Nature*, 465, 194  
 Gentile Fusillo N.P., et al., 2021, *MNRAS*, 508, 3877  
 Giammichele N., et al., 2017, *ApJ*, 834, 136  
 Guidry J.A., et al., 2021, *ApJ*, 912, 125  
 Hansen B.M.S., et al., 2013, *Nature*, 500, 51  
 Harris H.C., et al., 2006, *AJ*, 131, 571  
 Hermes J.J., et al., 2012, *ApJL*, 750, L28  
 Hollands M.A., et al., 2022, *MNRAS*, 511, 71  
 Howell S.B., et al., 2014, *PASP*, 126, 398  
 Isern J., et al., 1998, *ApJ*, 503, 239  
 Kepler S.O., et al., 2003, *A&A*, 401, 639  
 Kepler S.O., et al., 2019, *MNRAS*, 486, 2169  
 Koester D., Provencal J., Gänsicke B.T., 2014, *A&A*, 568, A118  
 Kong X., Luo A.L., 2021, *RNAAS*, 5, 249  
 Kurtz D., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2201.11629  
 Landolt A.U., 1968, *ApJ*, 153, 151  
 Lopez I.D., et al., 2021, *ApJ*, 922, 220  
 Maxted P.F.L., et al., 2013, *Nature*, 498, 463  
 McGraw J.T., 1979, *ApJ*, 229, 203  
 Miller Bertolami M.M., Althaus L.G., 2006, *A&A*, 454, 845  
 Moya A., et al., 2018, *A&A*, 620, A203  
 Nather R.E., et al., 1990, *ApJ*, 361, 309  
 Nitta A., et al., 2012, H. Shibahashi, M. Takata, A.E. Lynas-Gray (Eds.), *Progress in Solar/Stellar Physics with Helio- and Asteroseismology*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 462, 171  
 Piotto G., 2018, *European Planetary Science Congress*, EPSC2018-969  
 Provencal J.L., et al., 2009, *ApJ*, 693, 564  
 Renedo I., et al., 2010, *ApJ*, 717, 183  
 Ricker G.R., et al., 2015, *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, 1, 014003  
 Robinson E.L., Kepler S.O., Nather R.E., 1982, *ApJ*, 259, 219  
 Rolland B., Bergeron P., Fontaine G., 2018, *ApJ*, 857, 56  
 Romero A.D., et al., 2022, *MNRAS*  
 Sowicka P., et al., 2021, *ApJL*, 918, L1  
 Szkody P., 2021, *Front. Astron. Space Sci.*, 8, 184  
 Tremblay P.E., et al., 2016, *MNRAS*, 461, 2100  
 Unno W., et al., 1989, *Nonradial oscillations of stars*, University of Tokyo Press  
 Uzundag M., et al., 2021, *A&A*, 655, A27  
 Uzundag M., et al., 2022, *MNRAS*, 513, 2285  
 Vanderbosch Z.P., et al., 2022, *ApJ*, 927, 158  
 Vincent O., Bergeron P., Lafrenière D., 2020, *AJ*, 160, 252  
 Voss B., et al., 2007, *A&A*, 470, 1079  
 Vuille F., et al., 2000, *MNRAS*, 314, 689  
 Wang K., Zhang X., Dai M., 2020, *ApJ*, 888, 49  
 Winget D.E., Kepler S.O., 2008, *ARA&A*, 46, 157  
 Winget D.E., et al., 1982, *ApJL*, 252, L65  
 Winget D.E., et al., 1991, *ApJ*, 378, 326  
 Winget D.E., et al., 1994, *ApJ*, 430, 839  
 Woosley S.E., Heger A., 2015, *ApJ*, 810, 34  
 York D.G., et al., 2000, *AJ*, 120, 1579



# Las nebulosas planetarias y sus estrellas centrales: una perspectiva evolutiva

M.M. Miller Bertolami<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / mmiller@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / En este artículo presentamos una breve introducción a los diferentes escenarios evolutivos propuestos para la formación de nebulosas planetarias y sus estrellas centrales. Para ello primero hacemos un repaso de los diferentes tipos de objetos astrofísicos y sistemas estelares identificados tanto en la etapa de nebulosa planetaria como en las etapas inmediatamente anteriores. Luego discutimos sus características principales y como éstos se relacionan con los diferentes canales evolutivos propuestos.

**Abstract** / In this article we present a brief overview of the different evolutionary channels proposed for the formation of planetary nebulae. To this end we review the different types of astrophysical objects and stellar systems identified in the planetary nebulae phase and their immediate progenitors. We then discuss their main characteristics and how they relate to the different proposed evolutionary channels.

**Keywords** / stars: AGB and post-AGB — stars: evolution — stars: low-mass — planetary nebulae: general

## 1. Introducción

En contraposición con la creencia generalizada, la evolución de las estrellas de baja masa está lejos de entenderse por completo. Esto es especialmente cierto en lo que hace a la formación y evolución de las nebulosas planetarias (NPs) y sus estrellas centrales (ECNPs). Descubiertas en 1764 por Messier (Messier, 1781), nuestro entendimiento actual sobre las NPs comienza a mediados del siglo pasado cuando Shklovsky (1956) sugiere que sus estrellas centrales podrían ser los progenitores inmediatos de las enanas blancas. Una década después Abell & Goldreich (1966) propusieron que las NPs eran las envolturas eyectadas de gigantes rojas, completando la identificación de las ECNPs como objetos de transición entre las gigantes rojas y las enanas blancas. Este escenario recibió un fuerte fundamento teórico con los modelos evolutivos de Paczyński (1970, 1971a) los cuales mostraron que los núcleos pelados de las gigantes rojas evolucionaban a través de las regiones del diagrama de Hertzsprung-Rusell (HR) correspondientes a las ECNPs en las escalas de tiempo apropiadas (i.e. decenas de miles de años). Finalmente el escenario se completó cuando Kwok et al. (1978) propuso un mecanismo concreto, involucrando la interacción entre el viento lento y denso de las estrellas gigantes y el viento rápido y tenue de las ECNPs que permitiría explicar las características globales de estos sistemas. El modelo fue posteriormente extendido por Kahn & West (1985) para incorporar desviaciones de la simetría esférica que permitieran explicar la diversidad de morfologías de NP observadas (modelo de vientos interactuantes generalizado, GISW). En este escenario clásico las NPs se forman cuando estrellas con masas iniciales  $1M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 6.5M_{\odot}$

pierden su envoltura en la rama asintótica de las gigantes (AGB) como consecuencia de vientos muy intensos ( $\dot{M}_{\star} \sim 10^{-5}-10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$ , Höfner & Olofsson, 2018) y la estrella remanente se contrae y calienta (fig. 1a), iluminando el gas previamente eyectado mediante un mecanismo de fluorescencia (Menzel, 1926; Zanstra, 1927). A pesar del gran éxito del modelo GISW, la diversidad de morfologías y desviaciones de la simetría esférica evidentes en aproximadamente el 80 % de las NPs, junto al descubrimiento de un número significativo de binarias cercanas en los núcleos de algunas NPs, pusieron en duda la validez de este escenario (Bond, 2000; Balick & Frank, 2002; Jones & Boffin, 2017). Manchado et al. (2000) clasificaron 255 NPs del hemisferio norte y encontraron que solo 26 % de las NPs son circulares, mientras que un 60 % posee formas elíptica y un 13 % tiene simetría bipolar. Si bien la combinación de vientos no-esféricos lentos y rápidos es capaz de explicar las morfologías observadas el problema reside en como una estrella aislada podría proveer las asimetrías requeridas durante la fase AGB. Bujarrabal et al. (2001) encontraron que el 80 % de las pre-NPs (PNPs) poseen eyecciones bipolares con momentos demasiado altos para ser explicados solo por la presión de radiación. Posteriormente Soker (2006) mostró que los campos magnéticos no puede ser la causa de las morfologías observadas, argumentando que solo pueden deberse a la interacción con una compañera estelar o subestelar. Nordhaus & Blackman (2006) por su parte mostraron que las interacciones con una compañera eran efectivamente capaces de crear las asimetrías necesarias. Más recientemente García-Segura et al. (2014) mostraron que la rotación tampoco permitiría formar nebulosas bipolares alrededor de estrellas aisladas. Estos descubrimientos sobre la importancia de

las binarias en la formación de algunas nebulosas planetarias llevaron incluso a algunos investigadores a sugerir la hipótesis extrema de que la binariedad es un mecanismo clave en la formación de nebulosas planetarias e, incluso, que solo las binarias o sistemas múltiples son capaces de formar NPs (Moe & De Marco, 2006; De Marco, 2006, 2009; Jones & Boffin, 2017). Los modelos teóricos, sin embargo, muestran que algunas estrellas aisladas deberían ser capaces de formar NPs (Schönberner et al., 2010; Jacob et al., 2013). Para finalizar vale la pena mencionar que la formación de NPs no solo requiere de mecanismos de eyección de material capaces de dar cuenta de la variedad morfológica observada sino que la formación de una NPs requiere, por sobre todas las cosas de la sincronización las escalas de tiempo asociadas a la expansión y disipación del material eyectado y la escala de tiempo asociada a la contracción y calentamiento de la estrella central que provee los fotones UV (v.g. Jacob et al., 2013). Una consecuencia directa de esto es que no todas las estrellas que eyectan su envoltura (ya sea por vientos o interacción binaria) y se contraen para formar enanas blancas, formarán nebulosas planetarias.

La enorme diversidad, no solo de morfologías de las NPs sino de composiciones químicas tanto de las NPs como de sus estrellas centrales (ver sección 4.1) pone de manifiesto que muchos caminos evolutivos distintos parecen ser capaces de formar NPs. A esta diversidad de caminos evolutivos teóricos y propiedades observadas se le suma una gran diversidad de nombres derivados de los diferentes tipos de técnicas utilizadas para su estudio. En este trabajo interaremos dar un pantallazo de los diferentes tipos de objetos, propiedades y conexiones evolutivas. Descripciones más detalladas de los temas tratados aquí y sobre los diversos usos e intereses de las NPs para otras áreas de la astrofísica pueden encontrarse en las revisiones de van Winckel (2003, 2019); Kwitter & Henry (2022); Blackman (2022) y en los libros de Kwok (2000) y Boffin & Jones (2019).

## 2. Pre nebulosas planetarias y estrellas post-AGB/post-RGB

En el escenario más sencillo posible (fig. 1a) luego de que la envoltura de la estrella AGB es removida por los fuertes vientos, la estrella remanente empieza a contraerse. Durante esta etapa la estrella evoluciona desde las temperaturas superficiales típicas de una estrella AGB ( $T_{\text{eff}} \lesssim 3500\text{K}$ ) hasta las temperaturas necesarias para ionizar e iluminar una nebulosa planetaria en unos pocos miles de años. El final de la etapa AGB y comienzo de la etapa post-AGB no es fácil de definir, ni observacionalmente ni teóricamente pero ocurre a temperaturas  $T_{\text{eff}} \sim 4000\text{--}6000\text{K}$  (Soker, 2008; Miller Bertolami, 2019). Por el contrario, el final de esta etapa y el comienzo de la etapa de NP es fácil de definir. Cuando la temperatura de la estrella es  $T_{\text{eff}} \gtrsim 20000\text{K}$  la ionización del hidrógeno permite el emisión de  $H_{\alpha}$  y la nebulosa se vuelve visible, y una vez que  $T_{\text{eff}} \sim 30000\text{K}$  el oxígeno puede estar dos veces ionizado y aparecen las características líneas del oxígeno en  $5007\text{ \AA}$  y  $4959\text{ \AA}$ . De acuerdo a los modelos de evolución de estrellas aisladas, la evolución post-AGB se espera que sea relativamente

lenta al comienzo de esta etapa ( $dT_{\text{eff}}/dt$  0.3–3 K/yr a  $T_{\text{eff}} \sim 5000\text{K}$ ) y mucho más rápida sobre el final de esta etapa ( $dT_{\text{eff}}/dt \sim 3\text{--}1000\text{ K/yr}$  a  $T_{\text{eff}} \sim 10000\text{K}$ ), siendo la tasa de calentamiento de cada estrella fuertemente dependiente de su masa remanente (Miller Bertolami, 2016, 2019).

La denominación más común para estas estrellas es la de estrellas post-AGB. Las características principales de estas estrellas son una gravedad superficial muy baja (clases de luminosidad I y Ia), las estrellas centrales poseen tipos espectrales típicamente A, F, G y K y la emisión en el infrarrojo esta dominado por la emisión de polvo. La emisión en el infrarrojo de hecho permite separar a las estrellas post-AGB en dos grupos. El estudio distribución espectral de energía (SED) de estas estrellas muestra que un grupo posee un pico en la SED en longitudes de onda un poco por debajo de los  $10\mu\text{m}$ . Esta bien establecido que esta emisión esta dada por el borde interno de un disco estable de polvo. Estos discos son versiones escaleadas de los discos protoplanetarios y forman una segunda generación de discos keplerianos estables alrededor de estrellas (van Winckel, 2019). El otro grupo, por otro lado, carece de ese pico en el infrarrojo cercano pero muestra un pico de la SED entre los 30 y los  $60\mu\text{m}$  asociados con cáscaras desprendidas de gas y polvo frio (150K).

Los estudios de las post-AGB con SED tipo disco muestran que casi todas o todas las estrellas centrales son binarias, con compañeras de masas bastante altas ( $\sim 1.1 \pm 0.6M_{\odot}$ ), excentricidades no despreciables y períodos que van entre los 100 y los 1000 días ( $a \sin i \sim 1\text{ UA}$  Oomen et al., 2018). Estos períodos implican no solo que sus órbitas se han achicado desde que la estrella estuvo en la AGB sino que de alguna manera también se evitó un evento de envoltura común que llevara al sistema a encojarse hasta tener un período de días. A su vez la gran mayoría de las post-AGB con SED tipo disco no tienen nebulosidades, y las pocas que tiene poseen tienen nebulosidades muy tenues (Red Rectangle, 89 Her y IW Car Manick et al., 2021). La ausencia de nebulosidades alrededor de estas estrellas podría ser consecuencia de un retraso de los tiempos evolutivos como consecuencia de la acreción de material desde el disco circunestelar. Por el contrario, las post-AGB con SEDs tipo cáscara están normalmente asociadas a cáscaras de gas eyectado. Estas cáscaras de gas dispersan la luz proveniente de la estrella central dando lugar a nebulosas de reflexión conocidas como pre nebulosas planetarias o proto nebulosas planetarias (PNPs). Un dato interesante de las PNPs es que poseen simetrías mayoritariamente bipolares, este resultado sugiere que el mecanismo que da forma a las NPs ya esta en acción en etapas previas, muy probablemente en las etapas finales de la AGB. Vale la pena tener en cuenta, sin embargo, que las morfologías de las NPs y las PNPs podrían no estar tan directamente vinculadas (Huarte-Espinosa et al., 2012). Una gran diferencia entre las post-AGB rodeadas de PNPs respecto de las post-AGB con SED tipo disco es la ausencia de binarias detectadas en su interior. A pesar de un monitoreo espectroscópico de alta resolución durante tres décadas, Hrivnak y su equipo (Hrivnak et al., 2017, 2021, y referencias allí citadas) no han detectado

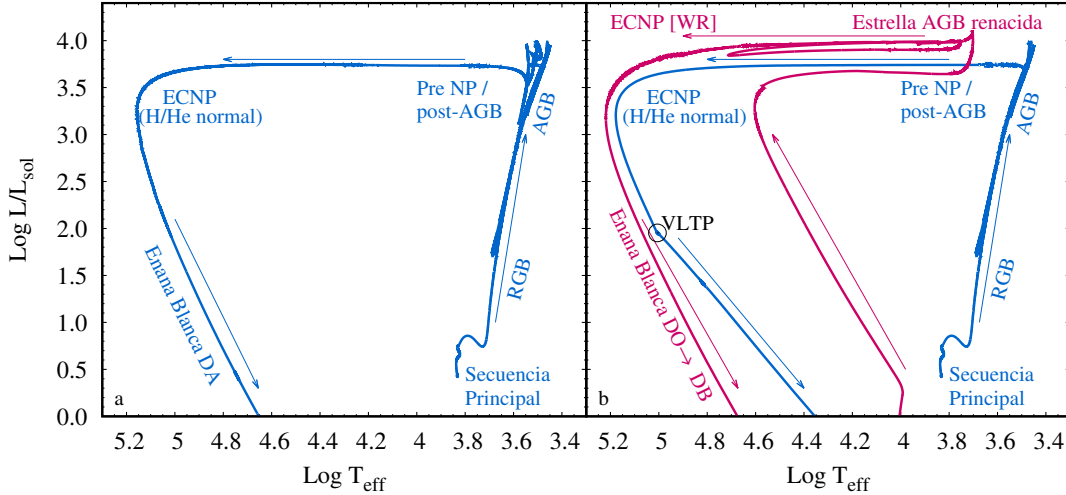


Figura 1: Evolución en el diagrama de Hertzsprung–Russell de un modelo inicialmente de  $1.25M_{\odot}$  ( $Z = 0.01$ ) desde la secuencia principal, hasta la fase de enana blanca. El panel a muestra la evolución clásica desde la AGB, atravesando la fase post-AGB y de ECNP para finalizar como una enana blanca rica en H. El panel b muestra la evolución cuando ocurre un pulso térmico tardío (VLTP) y la estrella, quema violentamente el hidrógeno, vuelve a la AGB como una estrella renacida para atravesar nuevamente la región de las ECNPs pero esta vez como una estrella deficiente en hidrógeno. Los tramos rosas de la evolución corresponden a aquellas etapas en que el modelo muestra una composición deficiente en H.

evidencia de compañeras binarias\*. Esta ausencia de detección se traduce en que o bien estas estrellas no tienen compañeras estelares, o las compañeras poseen masas menores a  $0.2M_{\odot}$  o períodos muy largos de más de 30 años. Finalmente Manick et al. (2021) detectaron una binaria de largo período ( $P = 2654 \pm 124$  días) en el centro de la PNP IRAS 08005 2356 (V510 Pup). Como se ve, las propiedades de binariedad de estas estrellas contrastan muchísimo con la ubicuidad de compañeras estelares con períodos entre 100 y 1000 días observadas en las post-AGB con SEDs tipo disco.

Kamath et al. (2014, 2015, 2016) seleccionaron y estudiaron estrellas brillantes en el óptico con excesos infrarrojos, bajas gravedades y tipos espectrales G-F en las nubes de magallanes. Este estudio identificó que muchas de estas estrellas poseen luminosidades muy bajas para ser estrellas post-AGB. Las luminosidades determinadas se corresponde con masas bajas ( $M_{\star} \lesssim 0.45M_{\odot}$ ) por lo que estas estrellas nunca evolucionaron a la AGB y tienen que ser estrellas que se están contrayendo directamente desde la primera rama de las gigantes (RGB).

### 3. Multiplicidad de las ECNPs

La binariedad parece ser un factor relevante a la hora de explicar las morfologías observadas en las NPs (Balick & Frank, 2002). Las búsquedas de compañeros mediante monitoreos fotométricos y espectroscópicos se vienen realizando desde hace décadas. Bond (2000) reportó que entre un 10 a 15% de una muestra de alrededor de un centenar de ECNPs tenían compañeras con períodos menores a 3 días, lo que se corresponde a lo esperado en sistemas que atravesaron una fase de

envoltura común. Estudios posteriores mostraron una ausencia de sistemas con períodos mayores (Miszalski et al., 2009b,a). Jacoby et al. (2021), usando los datos del telescopio espacial Kepler, derivaron una fracción de binarias cercanas en NPs de 23.5%, con períodos entre 2 horas y 30 días (aunque la mayoría por debajo de los 5 días). Mediante la búsqueda fotométrica de compañeras frías utilizando excesos en el infrarrojo Douchin et al. (2015) determinaron una fracción de posibles compañeras de  $32 \pm 16\%$  ó  $52 \pm 24\%$  utilizando las bandas I y J respectivamente. Estos autores además argumentan que las fracciones reales de binariedad, al corregir por compañeras frías no observadas hasta luminosidades de enana marrón, sería de  $46 \pm 23\%$  ( $71 \pm 34\%$ ) e incluso de  $61 \pm 23\%$  ( $95 \pm 34\%$ ) al incluir posibles compañeras enanas blancas para la banda I (J). Nótese que estas determinaciones incluyen compañeras lejanas que no interactuarán nunca con la primaria. De hecho, de acuerdo a Raghavan et al. (2010) la separación típica para estrellas de tipo solar en la secuencia principal es de  $\sim 40$  UA. La detección y confirmación de binarias de largo período es intrínsecamente complicada debido a los grandes períodos involucrados. Es por esto que solo recientemente se han empezado a descubrir y confirmar algunas. De acuerdo con Boffin & Jones (2019) solo hay 5 nebulosas planetarias con binarias de largo período medidas (BD + 33°2642, NGC 1514, NGC 1360, LoTr 5, SMP LMC 88), con períodos entre 140 y 5000 días y excentricidades entre 0 y 0.5. La fig. 2 muestra la distribución de períodos de las ECNPs binarias con períodos bien determinados hasta el momento\*\*. Finalmente vale la pena destacar que hay confirmadas unas 12 binarias con separaciones entre 90 y 2500 UA.

\*Cabe destacar que Hrivnak et al. (2021) mencionan que 3 de las estrellas en su muestra podrían tener compañeras en períodos de extremadamente largos entre los 5 y los 19 años.

\*\*Una base de datos actualizada regularmente está disponible en la página web de David Jones <https://www.drdjones.net/bcspn/>

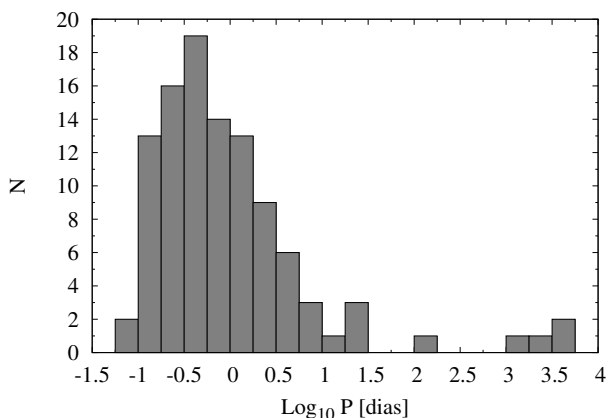


Figura 2: Distribución de períodos de las ECNPs binarias con períodos bien determinados hasta el momento.

Algunas NPs podrían albergar sistemas triples. A la fecha solo uno de estos sistemas (NGC 246) ha sido confirmado como un sistema triple (Adam & Mugrauer, 2014) mientras que otros dos (LoTr 5 y Sp 3) han sido propuestos pero no confirmados y StWt 2 ha sido propuesto pero recientemente descartado como un sistema triple (Boffin & Jones, 2019).

Un comentario aparte merecen las estrellas centrales donde ambas componentes son objetos compactos (sistemas doble degenerados). Estos sistemas tienen especial interés ya que de ser suficientemente masivos los sistemas doble degenerados son uno de los progenitores posibles de las Supernovas de tipo Ia. A la fecha solo tres sistemas han sido estudiados en detalle (TS 1, Hen 2-428 y NGC 6026) y todos ellos poseen masas totales por debajo de la masa de Chandrasekhar (Reindl et al., 2020), aunque la masa total de TS 1 podría corresponder a progenitores de supernova de tipo sub-Chandrasekhar.

### 3.1. Progenitores de ECNPs múltiples

A diferencia de lo que ocurre en estrellas masivas donde los sistemas múltiples son la enorme mayoría, en las estrellas progenitoras de NPs la multiplicidad no es la norma (Raghavan et al., 2010). Por ejemplo, para estrellas de secuencia principal de tipo solar (masas  $0.8$  a  $1.2M_{\odot}$ ) la fracción de estrellas en sistemas binarios (y  $q = M_2/M_1 > 0.1$ ) es de  $f_b = 0.30 \pm 0.04$  y la fracción de sistemas de mayor orden de  $f_m = 0.10 \pm 0.02$ . Mientras que para las estrellas más masivas que se espera formen NPs (tipo espectrales A y B tardío, masas  $2$  a  $5 M_{\odot}$ ) las fracciones son un poco mayores;  $f_b = 0.37 \pm 0.06$  y la fracción de sistemas de mayor orden de  $f_m = 0.22 \pm 0.07$  (Moe & Di Stefano, 2017). Más importante aún que la fracción de binarias es la fracción de binarias que interactuarán a lo largo de su vida. Las estrellas de tipo solar tienen una distribución de semi-ejes de tipo log-normal bastante ancha con un pico en  $\sim 40$  UA, de manera que la gran mayoría de ellas no interactuará a lo largo de su evolución. De acuerdo a Moe & Di Stefano (2017), la fracción de estrellas que interactuarán a lo largo de su evolución ( $\log P < 3.7$ ,

i.e.  $a \lesssim 10$ UA) es de  $0.15 \pm 0.03$  para estrellas de tipo solar y de  $0.37 \pm 0.08$  para estrellas de tipos espectrales A y B tardío.

Uno de los principales mecanismos de interacción es la transferencia de masa (y momento angular) entre las componentes del sistema. Los principales modos transferencia de masa son: la acreción mediante vientos de Bondi–Hoyle–Lyttleton (BHL) (Bondi & Hoyle, 1944), la acreción por vientos a través del desbordamiento del lóbulo de Roche (Mohamed & Podsiadlowski, 2007), la transferencia estable de masa mediante desbordamiento del lóbulo de Roche (RLOF) (Paczynski, 1971b) y la transferencia inestable de masa y formación de una envoltura común (CE) (Paczynski, 1976). Además de estos procesos la interacción de mareas y mediante campos magnéticos también pueden jugar un papel en la evolución orbital del sistema. Todos estos fenómenos tienen como consecuencia la transferencia y/o pérdida de momento angular entre las componentes y los cambios en los parámetros orbitales del sistema. Los dos parámetros dominantes son la distancia entre las componentes ( $a$ ) y el cociente de masas  $q = M_2/M_1$  entre ambas (Postnov & Yungelson, 2014). La transferencia de masa puede ocurrir en escalas de tiempo dinámicas, térmicas o nucleares, dependiendo del cociente de masa y la respuesta de la estrella donante a la pérdida de masa. El tipo de transferencia de masa que se da en un sistema particular depende principalmente de si la envoltura estelar de la donante es o no convectiva (lo que determina como reacciona el radio de la estrella a la pérdida de masa) y de como es el cociente de masas entre ambas estrellas (lo que determina como cambia el tamaño del lóbulo de Roche de la donante). Cuando la transferencia de masa ocurre en una escala de tiempo demasiado corta la envoltura de la estrella acretora resulta fuera del equilibrio estacionario. Debido a esto se forma una envoltura común lo que llevará a un rápido decaimiento de la órbita debido a las fuerzas de arrastre y a la transferencia de energía y momento angular a la envoltura común (Paczynski, 1976). Si la envoltura es eyectada el resultado será una binaria cercana rodeada del material eyectado. Si, además, la temperatura y los tiempos de dispersión del gas son propicios esto dará lugar a la formación de una nebulosa planetaria con una binaria cercana en su interior. El cociente de masa crítico para que la transferencia de masa sea inestable no está bien determinado pero los estudios más recientes indican que, cuando la masa del sistema es conservada la transferencia de masa sería inestable recién para valores de  $q > 1.5$ – $2$  (Pavlovskii & Ivanova, 2015), bastante mayor que los valores de  $q \sim 0.8$  que surgen de los estudios más idealizados (Eggleton, 2000). Cuando la transferencia de masa es estable el sistema puede alejarse o acercarse dependiendo de si el sistema pierde o no parte de la masa y momento angular durante la transferencia (Postnov & Yungelson, 2014). En relación con la formación de nebulosas planetarias, Chen et al. (2018) estudiaron la evolución orbital de sistemas binarios donde la donante es una estrella de la AGB. Allí, mediante simulaciones de estrellas de  $1M_{\odot}$  con  $q = 2$  y  $q = 10$  (i.e. compañeras de  $0.5$  y  $0.1 M_{\odot}$ ) y separaciones iniciales entre las 3 y las 10 UA (períodos de 5 a 26 años) encontraron que sis-

temas con una separación mayor a las  $\sim 6\text{UA}$  (períodos de  $\sim 12$  años o  $\sim 4380$  días) terminan en órbitas más alejadas como consecuencia de la transferencia de masa (vientos BHL) mientras que aquellos sistemas con distancias menores terminan en órbitas más cerradas como consecuencia de la transferencia de masa (WRLOF). De manera que sistemas a distancias iniciales menores a las 6 UA terminarían acercándose como consecuencia del WRLOF y podrían posteriormente evolucionar a través de etapas RLOF y CE dependiendo de la distancia inicial.

Un comentario adicional respecto del impacto de la binariedad en la formación estelar refiere a las escalas de tiempo correspondientes a la contracción hacia enana blanca. Hall et al. (2013) mostraron que modelos que estrellas que sufran una pérdida de masa rápida (alejada del equilibrio térmico de sus envolturas) evolucionan mucho más rápido de lo que lo hacen los modelos clásicos donde la envoltura estelar se pierde mediante vientos estacionarios en escalas de tiempo de miles de años. Dado que estas pérdidas de masa rápidas son las esperadas en escenarios de CE, una de las consecuencias de este trabajo es que estrellas de menor masa ( $M_{\text{ECNP}} > 0.3$ ), que tradicionalmente se contraerían en escalas de tiempo demasiado largas para formar NPs, podrían formarlas si abandonan la rama de las gigantes como consecuencia de un evento de CE. Una posible confirmación de la validez de este escenario es que una de las 12 NPs con las masas de sus estrellas centrales bien determinadas posee masas demasiado bajas para ser entendidas con los modelos clásicos ( $M_{\text{ECNP}} = 0.38\text{--}0.45M_{\odot}$  y su compañera de secuencia principal  $M_2 = 0.3\text{--}0.5M_{\odot}$ ).

## 4. Composición superficial, pulsos térmicos tardíos y ECNPs deficientes en hidrógeno

### 4.1. Clasificación espectroscópica

Espectroscópicamente, las ECNPs muestran una gran diversidad de tipos espectrales, tanto como consecuencia de un amplio rango de temperaturas efectivas como debido a una enorme diversidad de composiciones químicas superficiales. Una descripción de las líneas espectroscópicas claves para la clasificación de ECNPs puede encontrarse en Weidmann et al. (2020). Globalmente las ECNPs pueden separarse en dos grupos principales. Por un lado están las ECNPs con un cociente de H/He “normal” (i.e. no muy alejado de los valores típicos en la secuencia principal), las cuales tienen tipos espectrales O(H), Of(H), hgO(H), OfWR(H) (Mendez, 1991), y por el otro lado se encuentran las ECNPs con una marcada deficiencia de hidrógeno en su superficie, las cuales reciben tipos espectrales [WC], [WO], [WN], PG1159, [WC]-PG1159, O(He), O(C), and DO (Acker & Neiner, 2003; Crowther, 2008; Werner & Herwig, 2006; Todt & Hamann, 2015). Las conexiones evolutivas entre los diferentes tipos espectrales no son triviales, aunque es de esperar que las estrellas con un cociente H/He normal formen parte de una misma secuencia evolutiva y terminen como enanas blancas de tipo espectral DA, mientras que es esperable que al menos algunas ECNPs deficientes en H formen parte de una misma secuencia evolu-

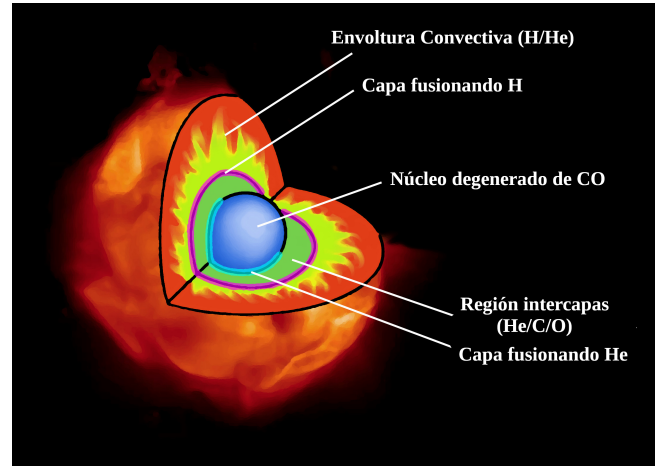


Figura 3: Esquema de la estructura interna de una estrella en la fase AGB.

tiva y terminen como enanas blancas de tipos espectral DO y posteriormente DB (Althaus et al., 2005a). Es muy posible, sin embargo, que algunas ECNP deficientes en H terminen como enanas blancas de tipo DA si el contenido de H es suficientemente alto (Althaus et al., 2005b). El grupo de las ECNPs deficientes en H parecen estar separados en dos grupos bien diferenciados, un grupo mayoritario de estrellas con alto contenido de carbono (C) las cuales podrían conformar una secuencia evolutiva [WCL]  $\rightarrow$  [WCE]  $\rightarrow$  [WC]-PG1159  $\rightarrow$  PG1159  $\rightarrow$  DO WD (y de allí a enanas blancas DO o DA dependiendo del contenido de H) relacionada con el escenario de pulso termino tardío discutido en la próxima sección y, por otro lado, un grupo de ECNPs completamente dominadas por el He, las cuales podrían formar una secuencia evolutiva RCB  $\rightarrow$  EHe  $\rightarrow$  sdO(He)  $\rightarrow$  O(He)  $\rightarrow$  DO WD y que podría estar asociada la ocurrencia de coalescencias estelares luego (o durante) de un episodio de envoltura común. Vale la pena destacar que esto es posiblemente una simplificación excesiva, por ejemplo recientemente Miller Bertolami et al. (2022) mostraron que estrellas de tipo espectral PG1159 podrían resultar también de una coalescencia luego de una envoltura común. Algunas ECNPs con tipos espectrales PG1159 y [WC] pertenecen, además, a un pequeño grupo de estrellas variables conocido como GW Vir las cuales muestran pulsaciones no radiales. Esto ha permitido la utilización de técnicas astrosismológicas para su estudio (ver Córscico et al., 2019).

### 4.2. Pulsos térmicos tardíos y estrellas AGB renacidas

Como hemos visto en la sección 3, la interacción con una compañera estelar complica significativamente el escenario clásico para la formación de NPs. A estas complicaciones exógenas se agregan los procesos que ocurren en el interior de las estrellas de la rama asintótica de las gigantes, los cuales agregan otra complicación al escenario clásico. La fig. 3 muestra la estructura interna de

una estrella cuando llega a la AGB. Luego de quemar el hidrógeno central en la secuencia principal, y atravesar la quema del helio central, las estrellas poseen una estructura en capas bien diferenciadas con a un núcleo caliente de carbono (C) y oxígeno (O) inerte sostenido por la presión de los electrones degenerados rodeado de una capa donde el helio (He) es transformado en C y O mediante reacciones nucleares. Por encima de la capa de quema de He se encuentra una región intercapas rica en He, C y O y, por encima de esta, la capa donde el hidrógeno (H) es transformado en helio mediante el ciclo CNO. Finalmente la capa de quema de H está rodeada de una envoltura de H y He, que es la cual le da la estructura de gigante a la estrella. La importancia de la estructura de las estrellas AGB para el estudio de las ECNPs reside en que, sobre el final de la AGB, la capa que quema He experimenta una serie de inestabilidades cíclicas donde la liberación de energía aumenta temporalmente alrededor de 5 órdenes de magnitud o más (Kippenhahn et al., 2012). Estas inestabilidades denominadas pulsos térmicos (o flashes de la capa del helio) tienen como una de sus consecuencias más directas el desarrollo de inestabilidades convectivas en el interior estelar que transportan material procesado por la nucleosíntesis en el interior hacia la fotosfera donde puede ser observado (Karakas & Lattanzio, 2014). En particular, estos pulsos térmicos pueden ocurrir cuando la envoltura de la estrella ya ha sido removida por los vientos estelares y la estrella se encuentra evolucionando hacia la fase de enana blanca (Schoenberner, 1979), lo que se denomina pulso térmico tardío. En estos casos, la inyección súbita de energía del pulso térmico empuja a la estrella nuevamente a una configuración de gigante, dando lugar a lo que ha sido denominado estrellas AGB renacidas (Iben, 1984). Dependiendo del momento exacto de la evolución en el cual ocurre el pulso térmico tardío, diferentes resultados son posibles y varios de ellos pueden llevar a la formación de una estrella con una composición superficial deficiente en H. Blöcker (2001) ofrece una clasificación útil de estos pulsos térmicos tardíos en tres categorías: 1) pulso térmico sobre el final de la AGB (AFTP) el cual ocurre justo cuando la estrella está saliendo de la AGB y la masa de la envoltura de H/He es de alrededor de  $\sim 10^{-2}$ – $10^{-3}M_{\odot}$ ; 2) pulso térmico tardío (LTP) cuando el pulso térmico ocurre durante la evolución rápida a luminosidad constante y la masa de la envoltura es de  $\sim 10^{-4}M_{\odot}$ ; 3) pulso térmico muy tardío (VLTP) cuando el pulso térmico ocurre una vez que la capa que quema hidrógeno ha disminuido su intensidad en más de un orden de magnitud, la luminosidad de la estrella ha caído en más de 2 o 3 órdenes de magnitud y la estrella se encuentra entrando en la fase de enana blanca. Dependiendo de si los procesos de dragado (el llamado *third dredge up*, 3DUP) son efectivos, los escenarios AFTP y LTP predicen la formación de una estrella deficiente en hidrógeno una vez que la estrella vuelve a la rama de las gigantes y la zona convectiva exterior se profundiza. Debido a la diferencia en la masa de la envoltura remanente los escenarios AFTP y LTP predicen diferentes abundancias finales para la estrella. Mientras que el LTP predice abundancias de H de  $X_H \lesssim 0.05$  (en fracción de masa), el AFTP predice abundancias signi-

ficativamente más altas  $X_H \gtrsim 0.1$ . En ambos casos las abundancias superficiales predichas se corresponden con superficies extremadamente enriquecidas en He, C y O. Vale la pena enfatizar que tanto el AFTP como el LTP predicen estas abundancias si el 3DUP está activo, ya que cuando esto no ocurre las abundancias superficiales permanecen inalteradas y el resultado será una ECNPs con un cociente de H/He cercano al solar. Por otro lado el escenario VLTP (Fig 1b) predice siempre una composición deficiente en H. Esto se debe a que, en un VLTP, el hidrógeno es quemado violentamente (Iben & MacDonald, 1995), por lo que la deficiencia de H no solo es consecuencia de la dilución del material de la envoltura sino también a la quema del hidrógeno remanente.

Aunque la etapa de retorno a la AGB luego del pulso térmico es extremadamente rápida en términos evolutivos, algunas estrellas han sido identificadas atravesando estas etapas la ocurrencia de estos pulsos térmicos tardíos ha sido corroborada observacionalmente identificadas atravesando estas etapas, v.g. FG Sge, V605 Aql, V4334 Sgr y SAO 244567 (van Genderen & Gaultschy, 1995; Clayton & De Marco, 1997; Duerbeck et al., 2000; Reindl et al., 2017, , y referencias allí citadas). Estas estrellas renacidas no solo ofrecen una corroboración del escenario de pulso térmico tardío sino también demuestran el vínculo existente entre las estrellas AGB y las ECNPs y permiten poner a prueba diferentes particularidades de los modelos de evolución estelar y nucleosíntesis (Herwig, 2005). Adicionalmente el escenario de pulso térmico tardío podría ayudar a entender como nebulosas bipolares podrían formarse alrededor de estrellas aisladas (van Hoof et al., 2018). El escenario de pulso térmico tardío es una pieza clave del entendimiento actual sobre la formación de alrededor de un 20 % de las ECNPs, las cuales muestran deficiencia de H (Weidmann & Gamen, 2011; Weidmann et al., 2020).

## 5. Comentarios finales

En las secciones anteriores hemos repasado los diferentes objetos astrofísicos relacionados con las NPs y discutido algunas de las certezas e incertezas actuales sobre los mecanismos de formación de las nebulosas planetarias y sus estrellas centrales. A pesar del gran avance en las últimas décadas, varios rasgos observados en las PNP, NPs y ECNPs están lejos de entenderse. A modo de ejemplo, y de ninguna manera con la intención de elaborar una lista exhaustiva, podemos mencionar: la falta de un vínculo evolutivo claro entre los sistemas PNP observados y las NPs, en particular en lo que hace a las propiedades orbitales de los sistemas binarios observados en ambos conjuntos; las pequeñas masas nebulares alrededor de sistemas binarios; la existencia de ECNPs deficientes en hidrógeno de tipos espectrales PG1159 (SDSS J212531.92-010745.9, Schuh et al., 2009) y [WC] (PN G222.8-04.2, Hajduk et al., 2010) dentro de sistemas binarios cercanos; la formación de las ECNPs deficientes en H dominadas por He; las diferencias en los cocientes de He/C entre las [WCL] y las [WCE]; las edades de expansión observadas alrededor de ECNPs deficientes en H; y la ausencia de una correlación clara entre la multiplicidad del sistema estelar central y la PNe que

la rodea —un ejemplo extremo de esto último es que el único sistema triple confirmado hasta la fecha (NGC 246) posee una NP que solo es levemente elíptica, a diferencia de las morfologías complicadas predichas por los escenarios teóricos.

*Agradecimientos:* El autor agradece a los organizadores de la 63<sup>era</sup> Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía por su invitación a presentar este informe y a los Editores de este Boletín por su paciencia con el autor durante la preparación de este manuscrito.

## Referencias

- Abell G.O., Goldreich P., 1966, PASP, 78, 232  
 Acker A., Neiner C., 2003, A&A, 403, 659  
 Adam C., Mugrauer M., 2014, MNRAS, 444, 3459  
 Althaus L.G., et al., 2005a, A&A, 435, 631  
 Althaus L.G., et al., 2005b, A&A, 440, L1  
 Balick B., Frank A., 2002, ARA&A, 40, 439  
 Blackman E.G., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2202.07246  
 Blöcker T., 2001, Ap&SS, 275, 1  
 Boffin H.M.J., Jones D., 2019, *The Importance of Binaries in the Formation and Evolution of Planetary Nebulae*, Springer Nature  
 Bond H.E., 2000, J.H. Kastner, N. Soker, S. Rappaport (Eds.), *Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 199, 115  
 Bondi H., Hoyle F., 1944, MNRAS, 104, 273  
 Bujarrabal V., et al., 2001, A&A, 377, 868  
 Chen Z., et al., 2018, MNRAS, 473, 747  
 Clayton G.C., De Marco O., 1997, AJ, 114, 2679  
 Córscico A.H., et al., 2019, A&A Rv, 27, 7  
 Crowther P.A., 2008, A. Werner, T. Rauch (Eds.), *Hydrogen-Deficient Stars*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 391, 83  
 De Marco O., 2006, M.J. Barlow, R.H. Méndez (Eds.), *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond*, vol. 234, 111–118  
 De Marco O., 2009, PASP, 121, 316  
 Douchin D., et al., 2015, MNRAS, 448, 3132  
 Duerbeck H.W., et al., 2000, AJ, 119, 2360  
 Eggleton P., 2000, P. Murdin (Ed.), *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, 1624, IOP Publishing  
 García-Segura G., et al., 2014, ApJ, 783, 74  
 Hajduk M., Zijlstra A.A., Gesicki K., 2010, MNRAS, 406, 626  
 Hall P.D., et al., 2013, MNRAS, 435, 2048  
 Herwig F., 2005, ARA&A, 43, 435  
 Höfner S., Olofsson H., 2018, A&A Rv, 26, 1  
 Hrivnak B.J., et al., 2017, ApJ, 846, 96  
 Hrivnak B.J., et al., 2021, AJ, 162, 248  
 Huarte-Espinosa M., et al., 2012, ApJ, 757, 66  
 Iben I. J., 1984, ApJ, 277, 333  
 Iben I. J., MacDonald J., 1995, D. Koester, K. Werner (Eds.), *White Dwarfs*, vol. 443, 48, Springer  
 Jacob R., Schönberner D., Steffen M., 2013, A&A, 558, A78  
 Jacoby G.H., et al., 2021, MNRAS, 506, 5223  
 Jones D., Boffin H.M.J., 2017, Nat. Astron., 1, 0117  
 Kahn F.D., West K.A., 1985, MNRAS, 212, 837  
 Kamath D., Wood P.R., Van Winckel H., 2014, MNRAS, 439, 2211  
 Kamath D., Wood P.R., Van Winckel H., 2015, MNRAS, 454, 1468  
 Kamath D., et al., 2016, A&A, 586, L5  
 Karakas A.I., Lattanzio J.C., 2014, PASA, 31, e030  
 Kippenhahn R., Weigert A., Weiss A., 2012, *Stellar Structure and Evolution*, Springer  
 Kwitter K.B., Henry R.B.C., 2022, PASP, 134, 022001  
 Kwok S., 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*, Cambridge University Press  
 Kwok S., Purton C.R., Fitzgerald P.M., 1978, ApJL, 219, L125  
 Manchado A., et al., 2000, J.H. Kastner, N. Soker, S. Rappaport (Eds.), *Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 199, 17  
 Manick R., et al., 2021, MNRAS, 508, 2226  
 Mendez R.H., 1991, G. Michaud, A.V. Tutukov (Eds.), *Evolution of Stars: the Photospheric Abundance Connection*, vol. 145, 375  
 Menzel D.H., 1926, PASP, 38, 295  
 Messier C., 1781, Catalogue des Nébuleuses et des Amas d'Étoiles (Catalog of Nebulae and Star Clusters), *Connaissance des Temps ou des Mouvements Célestes*, for 1784, p. 227–267  
 Miller Bertolami M.M., 2016, A&A, 588, A25  
 Miller Bertolami M.M., 2019, IAU Symposium, 343, 36  
 Miller Bertolami M.M., et al., 2022, MNRAS, 511, L60  
 Miszalski B., et al., 2009a, A&A, 496, 813  
 Miszalski B., et al., 2009b, A&A, 505, 249  
 Moe M., De Marco O., 2006, ApJ, 650, 916  
 Moe M., Di Stefano R., 2017, ApJS, 230, 15  
 Mohamed S., Podsiadlowski P., 2007, R. Napiwotzki, M.R. Burleigh (Eds.), *15th European Workshop on White Dwarfs*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 372, 397  
 Nordhaus J., Blackman E.G., 2006, MNRAS, 370, 2004  
 Oomen G.M., et al., 2018, A&A, 620, A85  
 Paczyński B., 1970, AcA, 20, 47  
 Paczyński B., 1971a, AcA, 21, 417  
 Paczyński B., 1971b, ARA&A, 9, 183  
 Paczynski B., 1976, P. Eggleton, S. Mitton, J. Whelan (Eds.), *Structure and Evolution of Close Binary Systems*, vol. 73, 75  
 Pavlovskii K., Ivanova N., 2015, MNRAS, 449, 4415  
 Postnov K.A., Yungelson L.R., 2014, Living Reviews in Relativity, 17, 3  
 Raghavan D., et al., 2010, ApJS, 190, 1  
 Reindl N., et al., 2017, MNRAS, 464, L51  
 Reindl N., et al., 2020, A&A, 638, A93  
 Schoenberner D., 1979, A&A, 79, 108  
 Schönberner D., et al., 2010, A&A, 523, A86  
 Schuh S., Beeck B., Nagel T., 2009, *Journal of Physics Conference Series*, *Journal of Physics Conference Series*, vol. 172, 012065  
 Shklovsky I.S., 1956, AZh, 33, 315  
 Soker N., 2006, PASP, 118, 260  
 Soker N., 2008, ApJL, 674, L49  
 Todt H., Hamann W.R., 2015, W.R. Hamann, A. Sander, H. Todt (Eds.), *Wolf-Rayet Stars*, 253–258  
 van Genderen A.M., Gautschi A., 1995, A&A, 294, 453  
 van Hoof P.A.M., et al., 2018, Galaxies, 6, 79  
 van Winckel H., 2003, ARA&A, 41, 391  
 van Winckel H., 2019, G. Beccari, H. Boffin (Eds.), *The Impact of Binary Stars on Stellar Evolution*, 92, Cambridge Astrophysics  
 Weidmann W.A., Gamen R., 2011, A&A, 526, A6  
 Weidmann W.A., et al., 2020, A&A, 640, A10  
 Werner K., Herwig F., 2006, PASP, 118, 183  
 Zanstra H., 1927, ApJ, 65, 50



# Simulations of fully convective M dwarfs: dynamo action with varying magnetic Prandtl numbers

C.A. Ortiz-Rodríguez<sup>1</sup>, D.R.G. Schleicher<sup>1</sup>, P.J. Käpylä<sup>2,3</sup> & F.H. Navarrete<sup>4,3</sup>

<sup>1</sup> *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*

<sup>2</sup> *Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität Göttingen, Alemania*

<sup>3</sup> *Nordita, KTH Royal Institute of Technology and Stockholm University, Suecia*

<sup>4</sup> *Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Alemania*

Contact / ortizrodcarolina@gmail.com

**Resumen** / Las enanas M son estrellas de secuencia principal de baja masa, el tipo de estrella más numeroso en el vecindario solar conocidas por tener actividad magnética. El objetivo de este trabajo es explorar las soluciones de dínamo y los campos magnéticos de enanas M completamente convectivas con diferente número magnético de Prandtl  $Pr_M$ , y con un período de rotación ( $P_{rot}$ ) intermedio de 43 días. Se sabe que  $Pr_M$  juega un papel importante en la acción del dínamo; dínamos para bajos  $Pr_M$  y altos  $Pr_M$  tienen propiedades muy diferentes. Usamos simulaciones numéricas magnetohidrodinámicas (MHD) tridimensionales con el modelo “star-in-a-box” usando parámetros estelares para una enana M5 con  $0.21M_\odot$ . Encontramos que las soluciones del dínamo son sensibles al  $Pr_M$ , que es equivalente al número magnético de Reynolds  $Re_M$ . Las simulaciones con este periodo de rotación presentan ciclos periódicos del campo magnético a gran escala para  $Pr_M \leq 2$ ; para valores más altos los ciclos desaparecen y muestran inversiones irregulares del campo. Nuestros resultados son consistentes con estudios previos y sugieren que los dínamos que operan en estrellas completamente convectivas se comportan de manera similar a los que operan en estrellas parcialmente convectivas.

**Abstract** / M dwarfs are low-mass main-sequence stars, the most numerous type of stars in the solar neighbourhood, which are known to have significant magnetic activity. The aim of this work is to explore the dynamo solutions and magnetic fields of fully convective M dwarfs with varying magnetic Prandtl numbers  $Pr_M$ , and a rotation period ( $P_{rot}$ ) of 43 days.  $Pr_M$  is known to play an important role in the dynamo action; dynamos for low- $Pr_M$  and large- $Pr_M$  have very different properties. We performed three-dimensional magnetohydrodynamical (MHD) numerical simulations with the “star-in-a-box” model using stellar parameters for an M5 dwarf with  $0.21M_\odot$ . We found that the dynamo solutions are sensitive to  $Pr_M$ . The simulations at this rotation period present periodic cycles of the large-scale magnetic field up to  $Pr_M \leq 2$ ; for higher values the cycles disappear and irregular solutions to arise. Our results are consistent with previous studies and suggest that the dynamos operating in fully convective stars behave similarly as those in partially convective stars.

*Keywords* / stars: low-mass — stars: magnetic field — dynamo — magnetohydrodynamics (MHD)

## 1. Introduction

Many type of stars across the Hertzsprung-Russel diagram are known to have magnetic fields. M dwarf stars are low-mass late-type main-sequence stars that are known for being the most abundant type of stars in our galaxy and for exhibiting significant surface magnetic activity, as has been reported by several authors (see Kochukhov (2021) and references therein). Their stellar structure is determined by the mass, which ranges from  $0.08$  to  $0.55 M_\odot$ ; M dwarfs with masses greater than  $0.35 M_\odot$  are partially convective (solar-like), which means they have a radiative core and a convective envelope, whereas M dwarfs with masses less than  $0.35 M_\odot$  are fully convective (Chabrier & Baraffe, 1997).

Stellar magnetic fields are sustained by a dynamo mechanism that works in the convective zone that, basically, converts the kinetic energy into magnetic energy (Brandenburg & Subramanian, 2005). Fully convective M dwarfs do not possess a tachocline, which is the shear layer between the radiative and convective

zone in solar-like stars and the importance of which for stellar dynamos is under debate. Since it is not possible to observe directly the magnetic field in the interior of stars, three-dimensional numerical simulations of stars are performed with the aim of achieving a better understanding of their magnetic fields, dynamos, and convection as functions of stellar parameters, like mass, age, rotation and dimensionless numbers that describe the physics in the stellar interiors. As a consequence, in this work we present three-dimensional magnetohydrodynamical numerical simulations of fully convective M dwarf stars at intermediate rotation period, varying the magnetic Prandtl number between 0.1 and 10. The magnetic Prandtl number,  $Pr_M$ , is the ratio of kinematic viscosity ( $\nu$ ) to magnetic diffusivity ( $\eta$ ) of the fluid. Thereby, the magnetic Prandtl number is an intrinsic property of the fluid and has an important effect on the dynamo. Because this dimensionless parameter is proportional to temperature and inversely proportional to density, we can find a wide variety of  $Pr_M$  values



across the universe. Galaxy clusters, for example, have temperatures in the order of  $10^8$  K and very low densities ( $\sim 10^{-26}$  g cm $^{-3}$ ), resulting in very high magnetic Prandtl numbers ( $10^{29}$ ), whereas temperatures in the upper part of the solar convection zone are on the order of  $10^4$  K and densities of  $10^6$  g cm $^{-3}$ , resulting in  $Pr_M \ll 1$ . (Brandenburg & Subramanian, 2005). This manuscript is presented as follows: section 2 presents the computational methods used with a brief description of the model and the stellar parameters for an M5 star. In section 3 we present the main results; conclusions are given in section 4.

## 2. Computational methods

### 2.1. The Pencil Code

The simulations were run with the PENCIL CODE\* (Pencil Code Collaboration et al., 2021), which is a high-order finite-difference code for compressible hydrodynamic flows with magnetic fields that solves ordinary and partial differential equations. The code runs efficiently under MPI on massively parallel computers with distributed memory. The Pencil Code is highly modular, with physical and technical modules that can be turned on and off based on the needs of the user.

### 2.2. Star-in-a-box model

The model used in this work is the star-in-a-box setup described in Käpylä (2021). It allows dynamo simulations of fully convective stars in a sphere of radius  $R$  inside a cubic box with a side of  $2.2R$ , using a Cartesian grid. The model is described by the equations of magnetohydrodynamics (MHD).

#### 2.2.1. Stellar parameters

We consider an M5 dwarf with the same stellar parameters used by Käpylä (2021), i.e. stellar mass  $M_\star = 0.21M_\odot$ , radius  $R_\star = 0.27R_\odot$ , and luminosity  $L_\star = 0.008L_\odot$  ( $R_\odot$  and  $L_\odot$  denote the solar radius and luminosity, respectively). We used an effective temperature  $T_{\text{eff}} = 4000$  K and a central density  $\rho_c^\star \approx 1.5 \cdot 10^5$  kg m $^{-3}$ . These are typical values for an M5 dwarf and we have verified them using simulations with Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA; Paxton et al. 2010), a one dimensional stellar evolution code to evolve single stars. Hence, for a real M5 star we have  $\mathcal{L}_\star = 2.4 \cdot 10^{-14}$ . We use here the enhanced luminosity approach introduced by Käpylä et al. (2020), where the gap between the shortest (acoustic timestep) and longest (Kelvin-Helmholtz time) timescales is compressed such that the latter can be resolved in the simulations. The luminosity ratio between the simulations and an M5 star is  $L_{\text{ratio}} = \mathcal{L}/\mathcal{L}_\star \approx 2.1 \cdot 10^9$ . Since the enhanced luminosity leads to an increase of the convective velocity as  $u_{\text{conv}} \propto L_{\text{ratio}}^{1/3}$ , the velocities are greater by a factor of  $L_{\text{ratio}}^{1/3} \approx 1280$ . These scaling relations have been established in previous studies (Käpylä et al.,

2020; Navarrete et al., 2021), and allow us to relate our numerical results to astrophysical stars.

## 3. Results: Dynamo solutions

As mentioned earlier we calculated dynamo solutions at different  $Pr_M$  ranging from 0.1 to 10 for a rotation period  $P_{\text{rot}} = 43$  days. A summary of the simulations can be found in Table 1. For the magnetic Prandtl numbers explored in this work we find mainly two dynamo solutions: On the one hand, for  $Pr_M \leq 2$  the magnetic field is cyclic, similar to the butterfly diagram of the sunspots. The length of the cycles increases with increasing  $Pr_M$ , which is equivalent to the magnetic Reynolds number. We recall that the fluid and magnetic Reynolds number are given by

$$Re = \frac{u_{\text{rms}}}{\nu k_R}, \quad Re_M = \frac{u_{\text{rms}}}{\eta k_R}, \quad (1)$$

where  $k_R = 2\pi/R$  is scale of the largest convective eddies. The top panel in Figure 1 shows the time evolution of the azimuthally averaged azimuthal magnetic field,  $\bar{B}_\phi(R, \theta, t)$ , (also known as butterfly diagram) near the surface of the star for simulation A2 with  $Pr_M = 0.2$ , where its solution is predominantly axisymmetric and periodic cycles can be noted, which were confirmed using the Fast Fourier Transform (FFT). The length of the cycles are indicated in the last column of Table 1. On the other hand, the cyclic solutions start to disappear in simulations with  $Pr_M > 2$ , presenting irregular reversals of the magnetic field. The bottom panel of Figure 1 shows  $\bar{B}_\phi(R, \theta, t)$  of simulation A8 with  $Pr_M = 10$ , where the solution is still predominantly axisymmetric and the mean field is concentrated at mid latitudes with irregular reversals, while near the poles the mean fields are weak. All simulations presented in this work exhibit magnetic field strengths on the order of several kG. Similar solutions have been found from simulations in spherical shells by Käpylä et al. (2017), where the cycles increase their lengths with increasing  $Pr_M$  ( $Re_M$ ) until the cycles disappear in the highest  $Pr_M$  cases. Furthermore, in the simulations in the low- $Pr_M$  regime presented (A1-A5) the dynamo waves propagate in the poleward direction at mid latitudes, while in the last three simulations (three last rows of Table 1) with the highest- $Pr_M$  no clear cyclicity is detected.

## 4. Conclusions and outlook

For the rotation period of 43 days explored in this work we found mainly two dynamo solutions: First, cyclic solutions with poleward migration of activity and increasing cycle periods with higher  $Pr_M$  for  $Pr_M < 2$ . Second, the simulations with higher  $Pr_M$  exhibit irregular solutions with no clear cyclicity.

It will be necessary to explore on the dynamo solutions varying  $Pr_M$  with different rotation rates, and to analyze the simulations in more detail. We plan in particular to explore a 90-day rotation period, which corresponds to Proxima Centauri, which have been claimed

\*<https://github.com/pencil-code/>

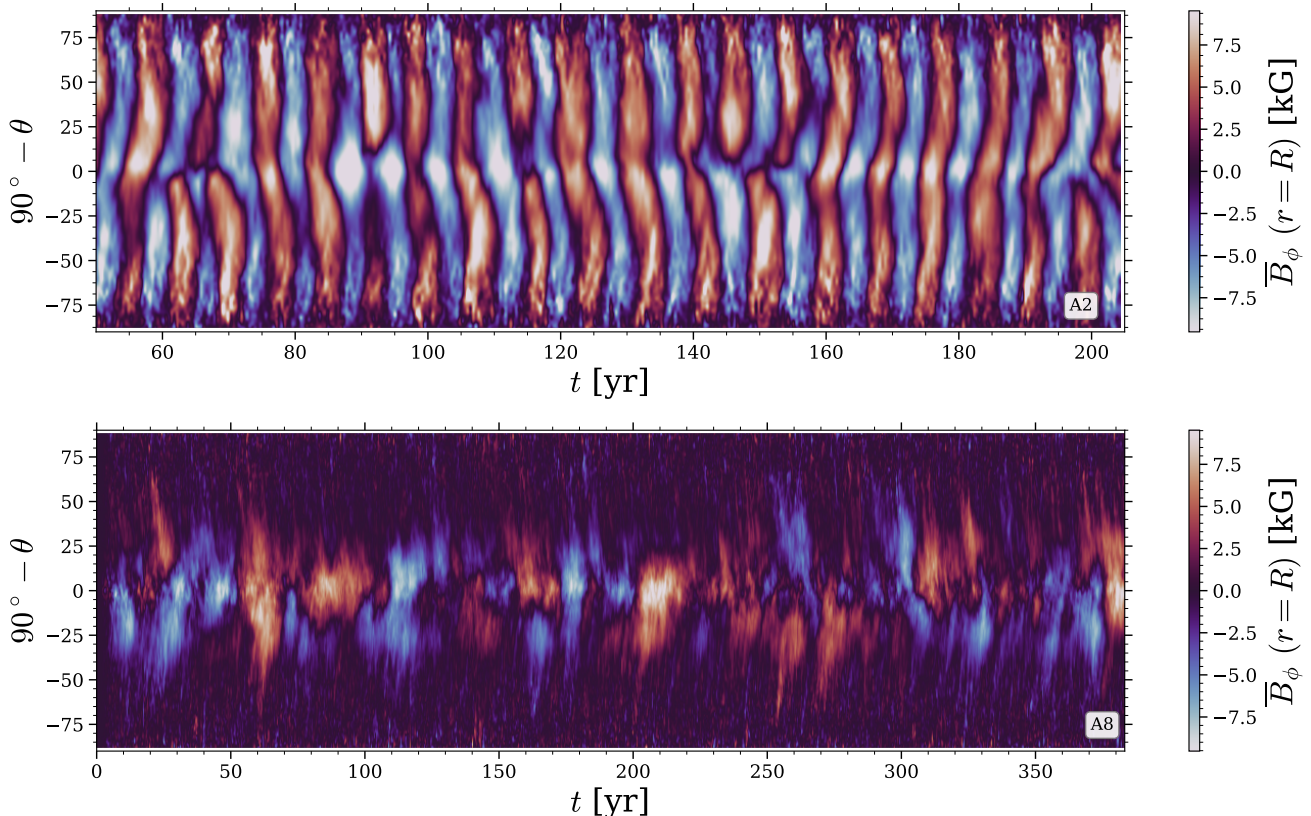


Figure 1: Time evolution of the azimuthally averaged azimuthal magnetic field  $\overline{B}_\phi(R, \theta, t)$  near the surface of the star. The colorbar indicates the strength of the magnetic field. *Top (bottom) panel* is for simulation A2 (A8).

Table 1: Summary of the simulations. From left to right the columns show the name of the run, magnetic Prandtl number, magnetic and fluid Reynolds number, volume average magnetic field strength (in kG) and volume average velocity (in m/s) and cycle periods ( $\tau_{\text{cyc}}$ ) (in years) of the large-scale magnetic field (if cyclic).

Run	$\text{Pr}_M$	$\text{Re}_M$	$\text{Re}$	$B_{\text{rms}}$	$u_{\text{rms}}$	$\tau_{\text{cyc}}$
A1	0.1	54	548	12.0	10.1	$\sim 8$
A2	0.2	54	271	11.8	10.1	$\sim 8$
A3	0.5	54	108	10.5	10.1	$\sim 8.5$
A4	1	73	73	10.7	9.4	$\sim 9$
A5	2	98	49	10.0	9.1	$\sim 10.5$
A6	5	208	41	11.9	7.7	-
A7	7	299	41	11.5	7.7	-
A8	10	388	39	11.7	7.2	-

to have a magnetic field cycle of roughly seven years (Klein et al., 2021).

*Acknowledgements:* The authors acknowledge the Kultrun Astronomy Hybrid Cluster (projects Conicyt Programa de Astronomía Fondo Quimal QUIMAL170001, Conicyt PIA ACT172033, and Fondecyt Iniciación 11170268) for providing HPC resources

that have contributed to the research results reported in this paper. Powered@NLHPC: This research was partially supported by the supercomputing infrastructure of NLHPC. The work was supported by the North-German Supercomputing Alliance (HLRN). DRGS and CAO thank for funding via Fondecyt Regular (project code 1201280). PJK acknowledges the financial support by the Deutsche Forschungsgemeinschaft Heisenberg programme (grant No. KA 4825/4-1). FHN acknowledges funding from the DAAD.

## References

- Brandenburg A., Subramanian K., 2005, PhR, 417, 1–209  
 Chabrier G., Baraffe I., 1997, A&A, 327, 1039  
 Käpylä P.J., 2021, A&A, 651, A66  
 Käpylä P.J., et al., 2017, A&A, 599, A4  
 Käpylä P.J., et al., 2020, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 114, 8  
 Klein B., et al., 2021, MNRAS, 500, 1844  
 Kochukhov O., 2021, A&A Rv, 29, 1  
 Navarrete F.H., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2102.11110  
 Paxton B., et al., 2010, ApJS, 192, 3  
 Pencil Code Collaboration, et al., 2021, J. Open Source Softw., 6, 2807



# Molecular environment of the yellow hypergiant star HD 269953

M. Kraus<sup>1</sup>, M.L. Arias<sup>2,3</sup>, L.S. Cidale<sup>2,3</sup>, A.F. Torres<sup>2,3</sup> & M. Kourniotis<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, Ondřejov, República Checa*

<sup>2</sup> *Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>4</sup> *Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, Prague, República Checa*

Contact / michaela.kraus@asu.cas.cz

**Resumen** / Las hipergigantes amarillas son estrellas masivas, probablemente en una etapa evolutiva posterior a la de supergigante roja. En esta fase, se suelen dar eventos de pérdida de masa, en los cuales el material eyectado forma envolturas de gas y polvo alrededor de la estrella. HD 269953 fue sugerida como candidata a hipergigante amarilla. Aunque no se reportó ningún evento eruptivo en este objeto, en su entorno existe una gran cantidad de gas molecular de CO. Para entender la dinámica en la región de gas molecular, obtuvimos un espectro de alta resolución de HD 269953 en la banda K, usando IGRINS en GEMINI Sur. El espectro es rico en líneas en emisión. En particular, detectamos emisión en las bandas moleculares de <sup>12</sup>CO y <sup>13</sup>CO. La abundancia de esta última indica que la envoltura posee material procesado, eyectado por un objeto evolucionado. Además, identificamos emisión de vapor de agua caliente que resulta, de acuerdo a nuestro conocimiento, el primer reporte de detección de agua en el entorno de una estrella masiva evolucionada. Los resultados de nuestro análisis sugieren que el gas CO está confinado en un anillo que rota con velocidad proyectada en la línea de la visual de  $9 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ . No se observa ensanchamiento rotacional en las líneas de vapor de agua, y su temperatura es alrededor de 400 K menor que la de las bandas de CO, lo que implica que la región de formación de las líneas de vapor de agua se encuentra algo más alejada de la estrella central que el anillo de CO.

**Abstract** / Yellow hypergiants are massive stars, most likely in post-red supergiant evolutionary state. Stars in this phase can undergo multiple outbursts, and the ejected material might enshroud the stars in gaseous and dusty shells or envelopes. The object HD 269953 has been suggested to be a candidate yellow hypergiant. Although no historic outburst has been reported for that object, its environment hosts a substantial amount of warm CO gas. To unveil the dynamics within the molecular gas we obtained a high-resolution ( $R \sim 45\,000$ ) K-band spectrum of HD 269953 with IGRINS at GEMINI-South. We find that the spectrum is rich in emission features. In particular, we detect emission from the <sup>12</sup>CO and <sup>13</sup>CO molecular bands. The latter is strongly enriched, in agreement with the hypothesis that the environment contains processed matter that has been released from an evolved object. Moreover, we identified emission of hot water vapor, which is, to our knowledge, the first detection of water in the vicinity of an evolved massive star. The results from our analysis suggest that the CO gas is confined in a ring that rotates with a velocity of  $9 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ , projected to the line of sight. No rotational broadening is seen in the lines of water vapor, and their temperature is about 400 K cooler than that of the CO bands implying that the line-formation region of water vapor is located slightly farther away from the star than the CO ring.

**Keywords** / stars: massive — supergiants — circumstellar matter

## 1. Introduction

Yellow hypergiants (YHGs) are evolved massive stars that were born with initial masses in the range of  $20 - 40 M_{\odot}$ . Stars in this category are supposed to have passed through their red-most evolutionary state and are now returning to the blue region of the Hertzsprung-Russell (HR) diagram. During this blue-ward evolution, instabilities can be excited and grow within the strongly inflated envelopes, leading to enhanced mass loss and eventually to ejections of the outer envelopes. Such outbursts have been recorded for a number of objects (Lobel et al., 2003; van Genderen et al., 2019; Kraus et al., 2019; Koumpia et al., 2020). Consequently, these stars are often embedded in gaseous and dusty shells or envelopes of ejected material (e.g. Jura & Kleinmann, 1990; Lagadec et al., 2011; Oudmaijer & de Wit, 2013).

The object HD 269953 resides in the Large Magellanic Cloud and was listed by de Jager (1998) as one of four YHG candidates in the Magellanic Clouds. Its position on the HR diagram suggests a progenitor mass of  $35 - 40 M_{\odot}$  (Kourniotis et al., 2022). Previous studies of its infrared appearance revealed intense CO band emission from both <sup>12</sup>CO (McGregor et al., 1988) and its isotope <sup>13</sup>CO (Oksala et al., 2013) suggesting a significant amount of circumstellar gas. The detection of emission from the isotopic molecule <sup>13</sup>CO in medium-resolution observations is furthermore a clear indication for significant enrichment of the circumstellar matter by processed material from an evolved object (Kraus, 2009; Liermann et al., 2010), and the ratio of <sup>12</sup>CO/<sup>13</sup>CO of about 10 obtained by Oksala et al. (2013) is in line with the hypothesis that HD 269953 might be evolving to-

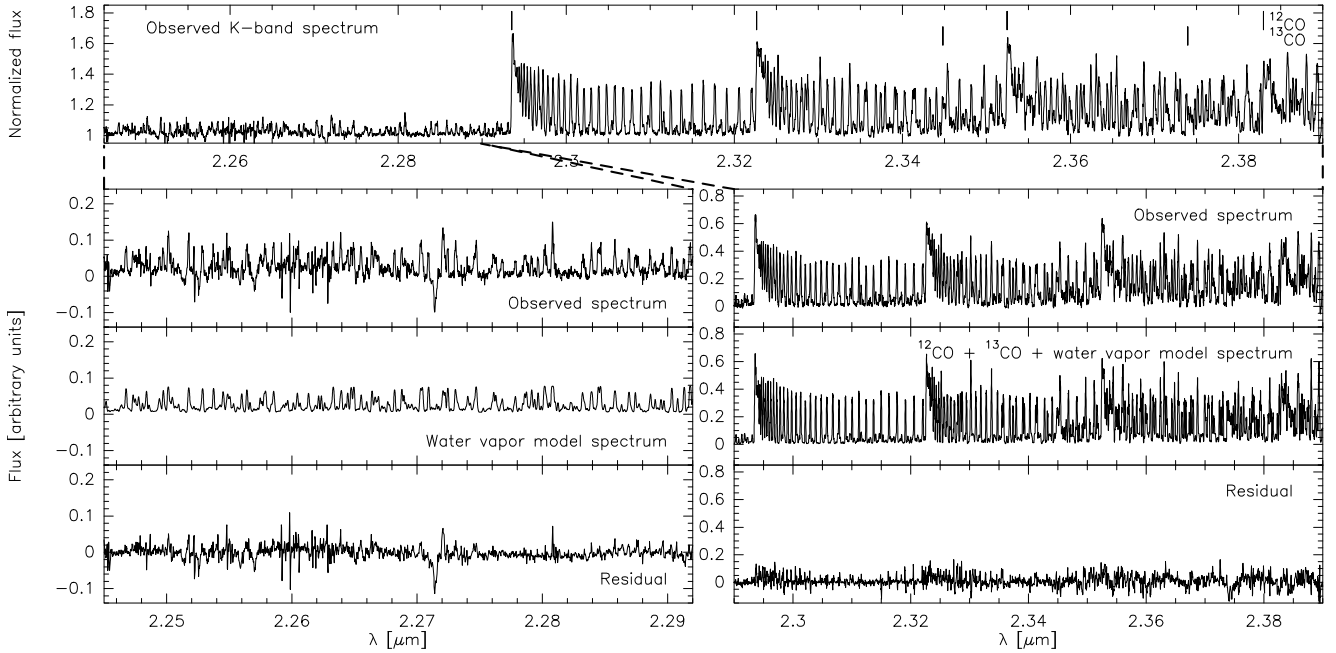


Figure 1: *Top*: Portion of the observed K-band spectrum of HD 269953 containing the first-overtone CO bands and emission from water vapor. *Bottom*: The left and right panels display the short respectively long-wavelength range of the observed spectrum (top), the synthetic spectrum (mid) and the residual spectrum (bottom).

wards the hot side of the HR diagram.

Although information about the star’s light curve reaches back to 1987 (van Genderen & Sterken, 2005; Dorn-Wallenstein et al., 2019; Kourniotis et al., 2022), no variability exceeding 0.10 mag and, in particular, no outburst activity has been recorded during the past  $\sim 45$  yr. But the photometric coverage is sparse and outbursts might easily have been missed. In addition, nothing is known so far about the dynamics of the circumstellar matter of HD 269953. Hence, the prime goal of our current study is to obtain the missing information about the dynamics of the molecular gas based on an analysis of high-resolution near-infrared spectra.

## 2. Observations and data reduction

H- and K-band observations of HD 269953 ( $H_s = 8.328$  mag;  $K_s = 8.021$  mag Cutri et al., 2003) were acquired on 29 December 2020 using the Immersion GRating Infrared Spectrometer (IGRINS, Park et al., 2014) at Gemini-South (program ID: GS-2020B-Q-322). The instrument provides a resolving power of  $R \sim 45\,000$  that is sufficient to resolve the profiles of individual ro-vibrational CO lines and the structure of the CO band head. The spectra were reduced using the IGRINS Pipeline Package (<https://github.com/igrins/plp>) and the *telluric* task from IRAF package\*.

Observations were taken with an ABBA offset pattern. The basic reduction steps were, subtraction of the AB pairs, flatfielding, wavelength calibration and tel-

\*IRAF was distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which was managed by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

luric correction. A telluric standard star observation was performed immediately after or before each science target observation to properly correct for telluric lines.

The portion of the K-band spectrum containing the CO bands is shown in the top panel of Fig. 1. Its signal-to-noise ratio was measured to be  $\sim 160$ .

## 3. Results

### 3.1. CO band emission

The high spectral resolution of IGRINS allows us to resolve individual ro-vibrational lines of CO, in particular shortward of the second  $^{12}\text{CO}$  band head. Their profiles appear double-peaked (see Fig. 2), suggesting rotation or equatorial in-/outflow of the gas. Based on our experience with CO emission around evolved massive stars, where the line-forming region is usually confined in a narrow rotating ring (e.g., Cidale et al., 2012; Ok-sala et al., 2012; Muratore et al., 2015; Kraus et al., 2016, 2020; Kourniotis et al., 2018; Torres et al., 2018; Arias et al., 2021), we adopt the scenario of a rotating ring of molecular gas for modeling the emission from HD 269953.

We utilize the code developed by Kraus et al. (2000) for the computation of CO band emission from a circumstellar disk, and modified by Kraus (2009) to add the emission of the isotopic molecule  $^{13}\text{CO}$ . The model considers that the CO gas is in LTE, which is a suitable approximation for circumstellar environments. We restrict the model to a single ring with constant gas temperature and column density and a rotation velocity, projected to the line of sight, of  $v_{\text{rot,proj}} = 9 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ . Our best-fitting parameters are listed in Table 1, and the synthetic spectrum obtained for an isotopic ratio of

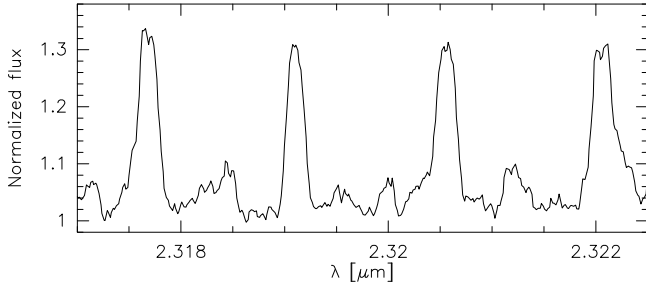


Figure 2: Resolved ro-vibrational lines of  $^{12}\text{CO}$  displaying double-peaked line profiles.

$12 \pm 1$  is included in the synthetic model spectrum in the middle right panel of Fig. 1.

### 3.2. Emission from water vapor

The K-band spectrum of HD 269953 displays many small emission features shortward of and within the CO bands, which we identified as lines from water vapor. Synthetic spectra were computed for a similar model as for CO, i.e., considering a ring of gas with constant temperature and column density, and using the line list, energy levels, and Einstein transition coefficients from Polyansky et al. (2018). The lines of water vapor show no indication for rotational broadening, so that we utilize a Gaussian profile with a velocity of  $8 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ , which might be interpreted with turbulent motion of the gas. The best-fitting parameters are included in Table 1, and the synthetic spectrum of water vapor, which spreads over the full wavelength range, is shown in the middle left panel of Fig. 1. Obviously, most of the observed emission features can be identified with emission from water vapor. Its contribution to the red spectral portion is included in the synthetic spectrum shown in the middle right panel. Also worth mentioning is the fact that the numerous water vapor lines all overlap, forming a quasi-continuum, so that basically no line-free continuum is evident throughout the entire spectrum.

The residuals (bottom panels) contain some remnants from telluric correction, but they also display indication that the spectrum of HD 269953 contains besides CO band and water vapor emission also emission from some atomic species as well as photospheric absorption lines, which need to be further investigated.

## 4. Conclusions

Our high-quality K-band spectrum of HD 269953 reveals molecular emission from  $^{12}\text{CO}$ , the isotope  $^{13}\text{CO}$ , and a zoo of tiny emission lines that we identified as from water vapor. While water vapor has been reported from the environments of lower-mass giant stars such as IRC+10216 (Melnick et al., 2001) or W Hydrae (Neufeld et al., 1996), this is to our knowledge the first detection of water vapor from an evolved massive star.

The lower temperature found for water vapor and the narrower line profiles imply that the line-forming region is farther away from the star than the one of CO. This collocation agrees with a disk revolving around

Table 1: Best-fitting model parameters.

	CO	Water vapor
$T$ [K]	$2200 \pm 200$	$1800 \pm 200$
$N$ [ $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ]	$2 \pm 0.5$	$5 \pm 0.5$
$v_{\text{rot,proj}}$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$9 \pm 0.5$	–
$v_{\text{gauss}}$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	–	$8 \pm 0.5$

the central object and, together with the  $^{13}\text{CO}$  enrichment, suggests that the material has been released from HD 269953, maybe during some mass-ejection episode.

*Acknowledgements:* This work used the Immersion Grating Infrared Spectrometer (IGRINS) that was developed under a collaboration between the University of Texas at Austin and the Korea Astronomy and Space Science Institute (KASI) with the financial support of the US National Science Foundation 27 under grants AST-1229522 and AST-1702267, of the University of Texas at Austin, and of the Korean GMT Project of KASI. M. Kraus and M. Kouniotis acknowledge financial support from the Czech Science Foundation (GA ČR 20-00150S and 19-15008S, respectively), M.L.A and A.F.T. from the Programa de Incentivos (11/G160) of the Universidad Nacional de La Plata, Argentina, and L.S.C. from CONICET (PIP 0177) and the Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT 2016-1971). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by RVO:67985815. This project has received funding from the European Union’s Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014-2020) under the Marie Skłodowska-Curie Grant Agreement No. 823734.

## References

- Arias M.L., et al., 2021, BAAA, 62, 104  
 Cidale L.S., et al., 2012, A&A, 548, A72  
 Cutri R.M., et al., 2003, VizieR Online Data Catalog, II/246  
 de Jager C., 1998, A&A Rv, 8, 145  
 Dorn-Wallenstein T.Z., Levesque E.M., Davenport J.R.A., 2019, ApJ, 878, 155  
 Jura M., Kleinmann S.G., 1990, ApJ, 351, 583  
 Koumpia E., et al., 2020, A&A, 635, A183  
 Kouniotis M., et al., 2018, MNRAS, 480, 3706  
 Kouniotis M., et al., 2022, MNRAS, 511, 4360  
 Kraus M., 2009, A&A, 494, 253  
 Kraus M., et al., 2000, A&A, 362, 158  
 Kraus M., et al., 2016, A&A, 593, A112  
 Kraus M., et al., 2019, MNRAS, 483, 3792  
 Kraus M., et al., 2020, MNRAS, 493, 4308  
 Lagadec E., et al., 2011, A&A, 534, L10  
 Liermann A., et al., 2010, MNRAS, 408, L6  
 Lobel A., et al., 2003, ApJ, 583, 923  
 McGregor P.J., Hillier D.J., Hyland A.R., 1988, ApJ, 334, 639  
 Melnick G.J., et al., 2001, Nature, 412, 160  
 Muratore M.F., et al., 2015, AJ, 149, 13  
 Neufeld D.A., et al., 1996, A&A, 315, L237  
 Oksala M.E., et al., 2012, MNRAS, 426, L56  
 Oksala M.E., et al., 2013, A&A, 558, A17  
 Oudmaijer R.D., de Wit W.J., 2013, A&A, 551, A69  
 Park C., et al., 2014, *SPIE Conference Series*, vol. 9147, 91471D  
 Polyansky O.L., et al., 2018, MNRAS, 480, 2597  
 Torres A.F., et al., 2018, A&A, 612, A113  
 van Genderen A.M., Sterken C., 2005, Astron. Nachr., 326, 725  
 van Genderen A.M., et al., 2019, A&A, 631, A48



# Evolución en binarias con un agujero negro acretante: un modelo propuesto para V404 Cyg

L. Bartolomeo Koninckx<sup>1,2</sup>, M.A. De Vito<sup>1,2</sup> & O.G. Benvenuto<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / leandrobart96@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / El sistema V404 Cyg fue descubierto en 1938 (como GS 2023+338) luego de sufrir un fuerte aumento en su luminosidad, y fue clasificado como sistema binario con emisión en rayos X en 1989 durante otro evento similar. Estos objetos se definen como sistemas conformados por una estrella y un objeto compacto acretante, en este caso determinado como un agujero negro. A partir de esa fecha, se han estudiado muchas de las características de este sistema obteniendo así estimaciones observacionales para el período orbital, las masas de ambas componentes, el tipo espectral y clase de luminosidad de la estrella donante, entre otros. En este trabajo, se han realizado modelos teóricos con el objetivo de determinar las características que debería tener un progenitor de este sistema. A través de nuestro código de evolución binaria, se lograron alcanzar buenas estimaciones para una estrella donante de masa inicial  $1.5 M_{\odot}$  con distintos valores para la masa inicial del agujero negro entre 8 y  $11 M_{\odot}$ . En estos modelos, el momento en el cual la estrella donante alcanza valores compatibles con los observados para este sistema, se predice que está cerca de terminar su fase de transferencia de masa. Estos resultados también predicen que la estrella donante terminará su vida como una enana blanca de baja masa, alcanzando valores entre  $0.33$  y  $0.29 M_{\odot}$ .

**Abstract** / The system V404 Cyg was discovered in 1938 (as GS 2023+338) after a huge outburst that meant to increase its luminosity, and was determined as an X-Ray binary in 1989 on other of these events. This kind of objects are defined as two components: a star and a compact object that accretes matter. Since this discovery, many of the characteristics of the system have been estimated. Examples are the orbital period, the mass of the two components, the spectral type, the luminosity class of the donor star, etc. In this contribution, theoretical models have been made with the objective of determining the characteristics of possible progenitors for this system. With our binary evolution code, we found good estimates for a donor star with initial mass of  $1.5 M_{\odot}$  with different plausible values for the initial mass of the black hole, between 8 and  $11 M_{\odot}$ . When the donor star reaches the observed values for the system, the models are close to ending the mass transfer events. These results also predict that the donor star should become a low mass white dwarf, with a mass between  $0.33$  and  $0.29 M_{\odot}$ .

**Keywords** / stars: evolution — binaries: close — stars: black holes — stars: individual (V404 Cyg) — X-rays: individual (GS 2023+338) — X-rays: binaries — methods: numerical

## 1. Introducción

Nuestro objeto de estudio es V404 Cyg, un sistema binario conformado por una estrella de tipo espectral K0-3 III-IV cuya masa está estimada en  $0.7_{-0.2}^{+0.3} M_{\odot}$  (Casares et al., 1993; King, 1993; Khargharia et al., 2010) y un objeto compacto, confirmado como un agujero negro por Miller-Jones et al. (2008), con una masa de  $12 - 9 M_{\odot}$  (Shahbaz et al., 1994; Khargharia et al., 2010). Cuenta con una órbita altamente circularizada ( $e < 3 \times 10^{-4}$ ) y un período orbital de 6.5 días. A partir del uso de observaciones astrométricas VLBI (*Very Large Base Interferometer*) fue posible medir su paralaje con alta precisión, siendo el primer sistema con un agujero negro cuya paralaje ha sido medida. Luego, fue posible inferir su distancia que resulta en un valor de  $2.39 \pm 0.14$  kpc (Miller-Jones et al., 2009). Actualmente se encuentra catalogado como un sistema binario con emisión en rayos X de baja masa (LMXBs por sus siglas en inglés *Low Mass X-Ray Binaries*) y como tal, la transferencia de masa se da de manera dominante por desborde

del lóbulo de Roche de la estrella donante. Es común en estos sistemas encontrar discos de acreción en torno al objeto acretante, y el sistema V404 Cyg no es la excepción, presentando un disco de material muy extenso (Osminkina et al., 1990). Dependiendo del mecanismo de acreción de materia sobre el objeto compacto tenemos fenómenos explosivos de luminosidad (o en inglés *outburst*). En nuestro objeto de estudio se han observado en 1938, 1989 y 2015 eventos con estas características, aportando así confiabilidad a su clasificación. También se ha determinado la presencia de *jets* relativistas en V404 Cyg (Tetarenko et al., 2017), siendo así clasificado como un sistema que está atravesando su etapa de microquasar.

En este trabajo se realizó un modelado teórico de la evolución de una estrella dentro de un par binario donde una componente es un agujero negro. El objetivo fue modelar teóricamente las principales características observadas del objeto V404 Cyg para determinar un posible sistema progenitor. Con este fin, utilizamos nuestro

$M_d^{(0)} = 1.5 M_\odot$			
Nombre	$M_{\text{BH}}^{(0)} [M_\odot]$	Mínimo $\epsilon^2$	
		$M_{\text{BH}}^{\text{obs}} = 9 M_\odot$	$M_{\text{BH}}^{\text{obs}} = 12 M_\odot$
1508	8	0.049	0.116
1509	9	0.049	0.072
1510	10	0.075	0.042
1511	11	0.125	0.028
$M_d^{(0)} = 2.0 M_\odot$			
Nombre	$M_{\text{BH}}^{(0)} [M_\odot]$	Mínimo $\epsilon^2$	
		$M_{\text{BH}}^{\text{obs}} = 9 M_\odot$	$M_{\text{BH}}^{\text{obs}} = 12 M_\odot$
2008	8	0.068	0.130
2009	9	0.093	0.107
2010	10	0.139	0.096
2011	11	0.209	0.098

Tabla 1: Parámetros iniciales de cada modelo. Arriba se presenta la tabla correspondiente a los modelos con masa de la estrella donante de  $1.5 M_\odot$ , mientras que debajo los modelos con  $2.0 M_\odot$ . En cada tabla se detallan el nombre del modelo, la masa inicial del agujero negro que le corresponde y el valor mínimo de la cantidad  $\epsilon^2$  definida por la ecuación 1 para cada estimación observacional para la masa del agujero negro.

código de evolución binaria (Benvenuto, 2003; De Vito & Benvenuto, 2010; Benvenuto et al., 2014, 2015a,b).

Los modelos numéricos obtenidos nos proveen las cantidades fundamentales que caracterizan a la estrella donante en cada momento de su evolución tales como su luminosidad, su temperatura efectiva, su masa, así como también la masa del objeto compacto, el período orbital del sistema, entre otros.

Es importante destacar que hemos calculado la evolución de la estrella donante desde que se encuentra en la Secuencia Principal de Edad Cero (o ZAMS por sus siglas en inglés) hasta su estado final de enana blanca, asumiendo que se encuentra en un sistema binario con un agujero negro ya formado. Esto significa que en este trabajo no nos dedicamos a analizar la evolución previa a la formación del objeto compacto. Se asume que la órbita es circular, de acuerdo a lo requerido en el problema de tres cuerpos restringido. Por último, también se aborda el problema asumiendo simetría esférica\*.

## 2. Resultados

Explorando en la base de datos generada por cálculos evolutivos realizados previamente (Benvenuto et al., 2014), seleccionamos el rango de parámetros iniciales que puedan conducirnos a reproducir el estado actual de V404 Cyg. Elegimos, entonces, masas iniciales para la estrella donante de  $1.5$  y  $2.0 M_\odot$ , y período orbital inicial de  $P_{\text{orb}}^{(0)} = 1$  d en todos nuestros cálculos. Además, utilizamos un valor del parámetro  $\beta = 0.9$ , donde  $\beta$  es la fracción de masa perdida por la estrella donante acretada por el agujero negro ( $\dot{M}_{\text{BH}} = -\beta \dot{M}_d$ ). Los modelos fueron calculados asumiendo abundancias solares,

\*De esta forma despreciamos los efectos debidos al apartamiento de la simetría esférica que tiene la estructura de la estrella donante inclusive antes de desbordar el lóbulo de Roche.

es decir  $X = 0.7$  y  $Z = 0.02$ . Teniendo en cuenta que existen dos estimaciones observacionales para la masa del agujero negro  $M_{\text{BH}}$  (una de  $12_{-3}^{+2} M_\odot$  según Shahbaz et al. 1994, y otra de  $9_{-0.6}^{+0.2} M_\odot$  según Khargharia et al. 2010), utilizamos diferentes valores para las masas iniciales del mismo. En la Tabla 1 se muestran las principales características de los modelos teóricos realizados. Cada modelo está identificado con un número construido teniendo en cuenta la masa inicial de la estrella donante en los primeros dos dígitos y la masa inicial del agujero negro en los dos dígitos siguientes. Por ejemplo, el modelo 1508 está construido con una masa inicial para la estrella donante de  $1.5 M_\odot$  y una masa inicial del agujero negro de  $8 M_\odot$ .

De acuerdo a nuestro objetivo de encontrar un sistema que reproduzca las características de V404 Cyg, notamos que todos los modelos presentados en este trabajo alcanzan una buena similitud con ellas. Al analizar la evolución de la estrella donante en los diversos modelos teóricos realizados, detectamos una serie de características importantes. Para comenzar, los modelos con igual masa inicial de la estrella donante  $M_d^{(0)}$  poseen cambios muy ligeros al graficar su recorrido evolutivo en un diagrama de Hertzsprung-Russell, por lo que en la Figura 1 encontraremos representados únicamente dos modelos: ambos con la misma masa inicial del agujero negro ( $8 M_\odot$ ), pero con distintas masas iniciales de la estrella donante  $M_d^{(0)}$ , de  $1.5 M_\odot$  y  $2.0 M_\odot$ . En ambos casos podemos ver que el área sombreada, representando los eventos de transferencia de masa, comienzan mientras la estrella donante se encuentra en la secuencia principal comenzando en una edad de  $\sim 3$  y  $1 \text{ Ga}^{**}$  para los casos de masa inicial de la estrella donante de  $1.5$  y  $2.0 M_\odot$  respectivamente. Este tipo de evento se conoce como caso A de transferencia de masa (Kippenhahn & Weigert, 1967).

En la actualidad, la estrella donante del sistema V404 Cyg se encuentra transitando la rama de las gigantes rojas (Khargharia et al., 2010). Comparando esto, con su tipo espectral y, por ende, con su temperatura efectiva (utilizando la calibración de Malkov et al. 2020, obtenemos  $T_{\text{ef}} \sim 4300 \text{ K}$ ) podemos inferir que esta estrella ya ha experimentado casi todo su evento de transferencia de masa principal. Una diferencia muy notable al cambiar la masa inicial de la estrella donante resulta en que los modelos de  $M_d^{(0)} = 1.5 M_\odot$  sufren un evento termonuclear súbito (*flash*), donde aumentan su luminosidad y su radio nuevamente. Esto provoca otro pequeño evento de transferencia de masa de muy corta duración. Respecto a la etapa final de su evolución, en todos los casos la estrella donante termina su vida como una enana blanca de helio de masa final en el rango de  $0.29 - 0.33 M_\odot$  aproximadamente, con períodos orbitales finales entre  $40.6$  y  $116.7 \text{ d}$ . Esto implica también un sistema que resulta en componentes separadas por una distancia mucho mayor a la inicial.

Para un análisis cuantitativo sobre la compatibilidad de los modelos utilizados con las cantidades estimadas

\*\*Ga =  $10^9$  años

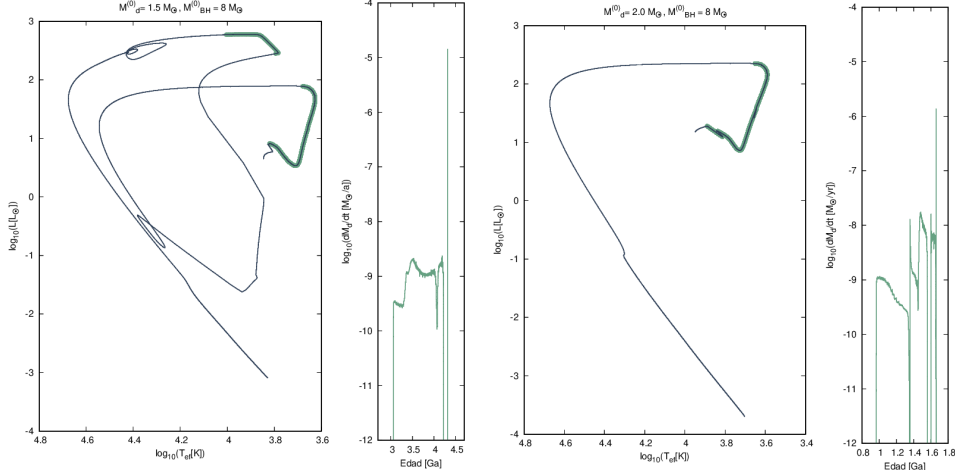


Figura 1: Recorrido evolutivo y tasa de pérdida de masa para la estrella donante de los modelos teóricos realizados para el sistema V404 Cyg. Las zonas sombreadas representan los eventos de transferencia de masa. *Izquierda*: Modelo con una masa inicial de la estrella donante de  $1.5 M_{\odot}$  y masa inicial del objeto compacto de  $8.0 M_{\odot}$ . *Derecha*: Modelo con una masa inicial de la estrella donante de  $2.0 M_{\odot}$  y masa inicial del objeto compacto de  $8.0 M_{\odot}$ .

observacionalmente, definimos:

$$\epsilon_i = \frac{\text{Mod}_i - \text{Obs}_i}{\text{Obs}_i} \quad \epsilon^2 = \sum_{i=0}^N \epsilon_i^2 \quad (1)$$

pudiendo  $i$  ser la masa del agujero negro  $M_{\text{BH}}$ , la masa de la estrella donante  $M_d$ , el período orbital  $P_{\text{orb}}$  o la temperatura efectiva de la estrella donante  $T_{\text{ef}}$ . En estas expresiones,  $\text{Mod}_i$  representa el valor sacado del modelo de la cantidad  $i$ , mientras que  $\text{Obs}_i$  representa la estimación observacional existente de dicha cantidad. Definida de esta forma, la cantidad  $\epsilon^2$  nos permite determinar de manera simultánea y para cada juego de valores, la cercanía de los parámetros obtenidos del modelo teórico a los observados.

Utilizamos este método de comparación para las dos estimaciones de la masa del agujero negro disponibles. Teniendo en cuenta que un valor de  $\epsilon^2 = 0$  corresponde a una representación exacta a las cantidades observadas de manera simultánea, los mejores ajustes encontrados (ver Tabla 1) fueron para los modelos 1508 y 1509 para la estimación de  $M_{\text{BH}} = 9 M_{\odot}$ , ambas con valores de  $\epsilon^2 = 0.049$ . En el caso de la estimación de  $M_{\text{BH}} = 12 M_{\odot}$ , los mejores modelos resultan los de masas iniciales para el agujero negro mayores (1510 y 1511) con valores de  $\epsilon^2 = 0.042$  y  $0.028$  respectivamente. Dado que la masa del agujero negro mejor estimada corresponde a  $9^{+0.2}_{-0.6} M_{\odot}$  (Khargharia et al., 2010), optamos por los modelos que mejor ajustan a este valor para describir el estado actual de V404 Cyg.

### 3. Conclusiones

De los modelos calculados, existen en particular dos que resultan muy buenas aproximaciones a los parámetros observacionales que nos propusimos reproducir. Estos modelos son aquellos con una masa inicial para la estrella donante de  $1.5 M_{\odot}$  y con  $8$  y  $9 M_{\odot}$  para la masa inicial del objeto compacto. Nuestros resultados

indican que esta componente se encontraría en una etapa final de su evento principal de transferencia de masa, y predicen un posible *flash* termonuclear. Además, de acuerdo a nuestros modelos, la evolución de la componente de este par (para los sistemas 1508 y 1509) finalizará como una enana blanca de helio con una masa de aproximadamente  $0.29 M_{\odot}$ , orbitando al agujero negro que acreció material, con un período orbital de  $40.6 d$ .

*Agradecimientos:* Los autores agradecen a la Asociación Argentina de Astronomía por otorgar el espacio para la realización de esta exposición oral. También expresan su agradecimiento al trabajo que realizó el árbitro anónimo, quién realizó correcciones y sugerencias que ayudaron a mejorar este artículo.

### Referencias

- Benvenuto O. G. and De Vito M.A., 2003, MNRAS, 342, 50  
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2014, ApJ, 786, 7  
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2015a, MNRAS, 449, 4184  
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2015b, ApJ, 798, 44  
 Casares J., et al., 1993, MNRAS, 265, 834  
 De Vito M.A., Benvenuto O.G., 2010, MNRAS, 401, 2552  
 Khargharia J., Froning C.S., Robinson E.L., 2010, ApJ, 716, 1105  
 King A.R., 1993, MNRAS, 260, 5  
 Kippenhahn R., Weigert A., 1967, ZA, 65, 251  
 Malkov O., et al., 2020, Res. Astron. Astrophys., 20, 139  
 Miller-Jones J.C.A., et al., 2008, MNRAS, 388, 1751  
 Miller-Jones J.C.A., et al., 2009, ApJ, 706, 230  
 Osminkina O.A., et al., 1990, PASP, 311, 301  
 Shahbaz T., et al., 1994, MNRAS, 271, 10  
 Tetarenko A.J., et al., 2017, MNRAS, 469, 314





# Spectroscopic variability in giant and supergiant massive stars

R. Higa<sup>1</sup>, G.A. Ferrero<sup>1,2</sup> & R. Gamen<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / rhiga@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las estrellas masivas ( $M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 8 M_{\odot}$ ) están entre los objetos astronómicos más importantes y difíciles de caracterizar. Sus principales características todavía se conocen poco. Este conocimiento es particularmente limitado en el caso de las estrellas masivas gigantes y supergigantes. El relevamiento OVN *Survey* detectó variaciones, cuyo origen aún no está claro, en los espectros de varias O gigantes y supergigantes. Hemos seleccionado una muestra de 17 de estas estrellas que estamos observando en forma intensiva. Intentamos caracterizar su variabilidad espectral y establecer si la misma es originada por la multiplicidad o por otras causas. En este trabajo presentamos algunos resultados preliminares de este estudio: el descubrimiento de que HD 152314 es un sistema múltiple formado por dos binarias de largo período; la confirmación de que HD 152424 y HD 152723 son sistemas binarios; y la detección de variaciones de velocidad radial en intervalos cortos en estas estrellas.

**Abstract** / Massive stars ( $M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 8 M_{\odot}$ ) are among the most challenging and important astronomical objects. However, their main characteristics are still poorly known. This scant knowledge is particularly limited among giants and supergiants. The OVN Survey has detected variations of undetermined origin in the spectra of several giant and supergiant O-stars. We are conducting an intensive observational study of a sample of 17 stars, aiming at characterize their spectral variability and establish if it is originated by multiplicity or other causes. In this work we present some preliminary results of this study, i.e.: the discovery that HD 152314 is a multiple system of two long-period binaries, the confirmation that HD 152424 and HD 152723 are binary systems, and the detection of short term radial velocity variations in these stars.

**Keywords** / stars: massive — binaries: spectroscopic — supergiants — stars: early-type — stars: individual (HD 152314, HD 152424, HD 152723)

## 1. Introduction

Massive stars, those ending their evolution as core collapse supernova, play a key role in the chemical and dynamical evolution of galaxies. Having masses  $\gtrsim 8 M_{\odot}$  when arrive at the Zero Age Main Sequence, and spectral types earlier than B3, they also originate black holes and neutron stars. However, their main characteristics are still poorly known, specially among giants and supergiants. Most massive stars are found in binaries and multiple systems (Barbá et al., 2017; Sana et al., 2012). These binaries are specially interesting because they allow to determine several fundamental parameters of its components.

In 2006 begun the OVN Survey (Gamen et al., 2008; Barbá et al., 2017): a long-term, high-resolution spectroscopic monitoring of all southern O-stars catalogued in GOSC v1.0 (Maíz-Apellániz et al., 2004) and some WN stars from the VIIth catalogue of galactic Wolf-Rayet stars (van der Hucht, 2001). This survey is specially focused on determining the multiplicity status of these stars and, when possible, to calculate orbital parameters and masses of systems components.

Currently, the database of the OVN Survey includes more than 8 000 high-quality spectra of  $\sim 300$  stars. Analyzing this database was appreciated that the multiplicity rate seems to be smaller among supergiants than

in dwarf and giants O-stars (Barbá et al., 2017). This result, if confirmed, could have an important impact on evolutionary models and arose the question on whether this peculiarity was due to an observational bias or not.

On the other hand, a quick look at the spectra of giants and supergiants indicated that some of them showed different kind of variations with time (i.e. changes in radial velocity, intensity and shape of spectral lines). This observations motivated the doctoral thesis of R.H., who is conducting a detailed analysis of these variations by using mainly spectroscopic observations designed specifically to address this matter.

In this work we outline this observational project, its targets and methodology. We present also some relevant preliminary results found in three of the stars under study.

## 2. Target selection and observations

We selected, from the OVN Survey database, giant and supergiant stars with variations of at least  $10 \text{ km s}^{-1}$  detected in primary radial velocity (RV) measurements. Some of the stars in this sample are binaries with known periods, while others only have RV variations that do not present evidence of periodicity. In Table 1, we listed the stars of the sample, their spectral classifications and

Table 1: Stars selected for this study.

Name	Spectral classification	V
HD69464	O7Ib(f)	8.8
HD75211	O8.5II((f))	7.5
HD75222	O9.7Iab	7.4
HD76968	O9.2Ib	7.2
CPD -47 2963	O5Ifc	8.5
HD93160	O7III((f))	7.6
HD101545A	O9.2II	6.9
HD114737	O8.5III	8.0
HD152314	O9.2IV(n)	7.7
HD152405	O9.7II	7.3
HD152424	OC9.2Ia	6.3
HD152723	O6.5III(f)	7.1
HD153919	O6Iafcp	6.5
HD154643	O9.7III	7.2
HD169582	O6Iaf	8.7
HD117797	O7.5fp	9.2
HD322417	O6.5IV((f))	10.2

magnitude.

Our main set of spectra comes from the OWN Survey database and was secured with the instruments described in Table 2. Besides, we are observing the stars of our sample from CASLEO with the highest possible temporal rate. Our technique consist in observing each target as long as possible each night, taking one spectra after another.

The spectra obtained at CASLEO and LCO were reduced using the package IRAF\*. Those secured with FEROS were extracted using the MIDAS pipeline provided by the European Southern Observatory (ESO).

### 3. Analysis

We measured RVs of the stars by fitting gaussian profiles to several spectral lines on each star. This fit was performed using the task `splot` on the package `onedspec` of IRAF. In each star we tried to pick isolated lines from different ions. The error in RVs was estimated as the standard deviation of RVs in Na I interstellar lines.

All the RVs available for a given star were plotted against time and visually inspected, paying attention to the possible existence of more than one component and to long-term trends. On each spectrum, the RVs measured in different lines were compared and eventually averaged if they showed a similar trend. Then we look for periodic oscillations in the RVs. To do it, we calculated a Fourier spectrum for each star using `Period04` (Lenz & Breger, 2005). We considered as candidate periods those corresponding to a peak in the Fourier spectrum three times higher than the noise level. Then, we visually inspected the aspect of the RVs when phased using these periods. Finally we fitted preliminary orbital solutions to the RVs using `FOTEL` (Hadrava, 2004).

\*IRAF was distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. (AURA) under cooperative agreement with the National Science Foundation.

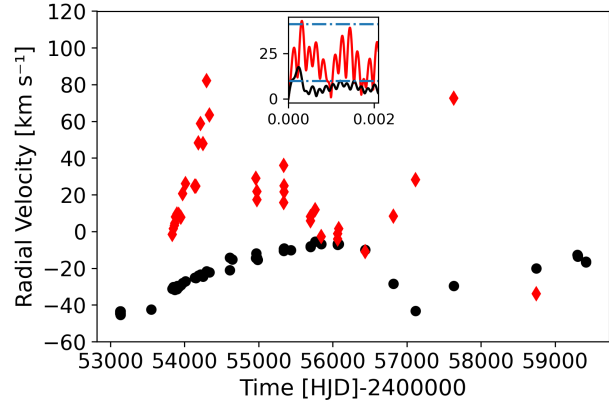


Figure 1: RVs of HD 152314 measured on He II lines (black) and Si III and Fe II (red). Inset (same in following figures): Fourier spectrum (amplitude vs. frequency [ $d^{-1}$ ]); blue line: three times the noise level.

## 4. Results

### 4.1. HD152314

HD152314 (ALS 3817;  $\alpha = 16^h 54^m 32^s.0$ ,  $\delta = -41^\circ 48' 19''$ ) is a O9.2IV(n) (Sota et al., 2014) member of the open cluster NGC 6231 (Baume et al., 1999). It was proposed by Sana et al. (2008) to be a double-line spectroscopic binary (SB2). We also found lines from two stars in our spectra. However, the RVs that we measured, plotted against time (see Fig. 1), show different shapes and periods for each star. The earlier star (the one that exhibit He II lines), is a single-line spectroscopic binary (SB1) with a period of  $4085 \pm 46$  days. The latter one instead (having Si III lines) is another SB1, but with a period of  $3022 \pm 55$  days. Sana et al. (2014) found evidence that HD152314 has two more components. The second period can be from one of these components.

### 4.2. HD152424

HD152424 (ALS 3829,  $\alpha = 16^h 55^m 03.33^s$ ,  $\delta = -42^\circ 05' 26.99''$ ) is also a member of NGC 6231 (Baumgardt et al., 2000), preliminary considered an SB1 by Sota et al. (2014). We are studying 85 spectra of it, taken since 2008. 41 of them were obtained in two consecutive nights.

We measured RVs from He I  $\lambda\lambda$  4922, 5875, He II  $\lambda$  5411 and C IV  $\lambda$  5801 identifying a probable orbital period of 217 days previously unknown (see Fig. 2). Besides, the dense temporal sampling allowed us to note variations in RV within hours, superimposed to the orbital motion, in three consecutive nights of July 2021 (see Fig. 3).

### 4.3. HD152723

HD152723 (ALS 3854,  $\alpha = 16^h 56^m 54.67^s$ ,  $\delta = -40^\circ 30' 44.46''$ ) is an SB1. We are analyzing 53 spectra of this system, taken since 2006. We measured He I

Table 2: Instruments used in this work.

Observatory	Telescope	Instrument	Spectral coverage [ $\text{\AA}$ ]	$R$
CASLEO	Jorge Sahade (2.15-m)	REOSC-DC	3600–6100	15 000
Las Campanas	Irénée du Pont (2.5-m)	échelle	3450–9850	40 000
Las Campanas	Landon Clay (6.5-m)	MIKE	3300–9500	33 000
ESO/La Silla	MPG (2.2-m)	FEROS	3570–9200	48 000

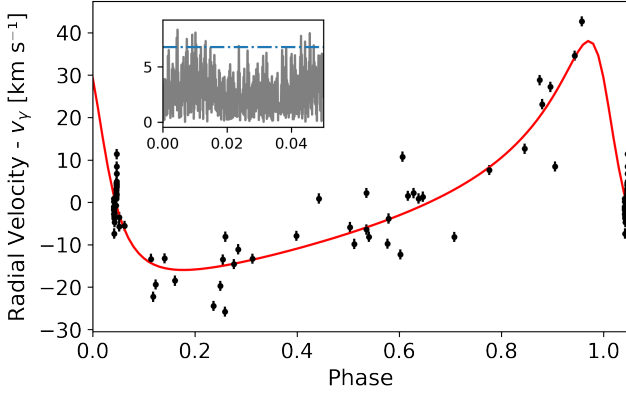
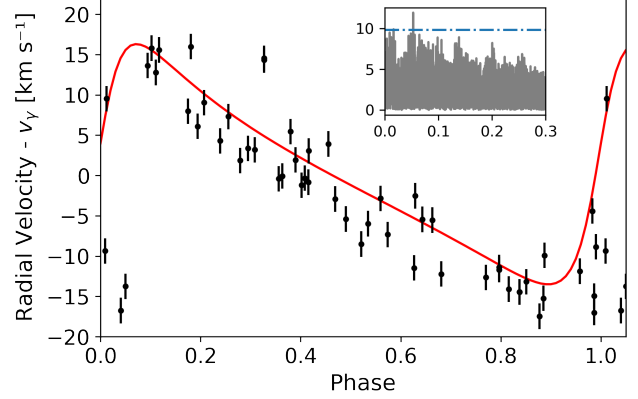
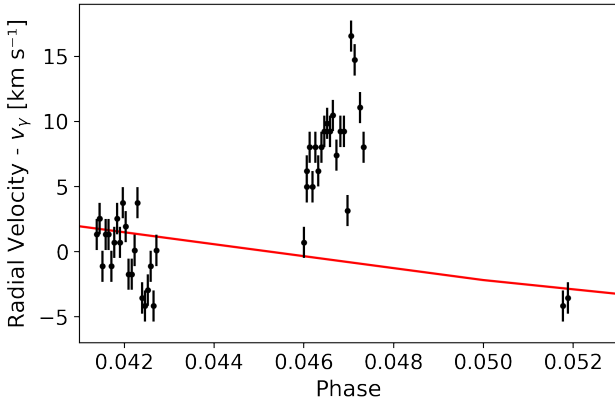

Figure 2: RVs of HD 152424 folded with period  $\approx 217$  d ( $v_\gamma$ : systemic velocity). Red line: fitted orbital solution.

Figure 4: RVs of HD 152723 folded with period  $\approx 18.9$  d ( $v_\gamma$ : systemic velocity). Red line: fitted orbital solution.


Figure 3: RVs of HD 152424. Detail on phases of three consecutive nights in July 2021 from Fig. 2.

$\lambda$  5875, He II  $\lambda\lambda$  4542 and 5411, confirming an orbital period of 18.9 days (cf. Sota et al., 2014). We noticed variations added to the orbital motion that deserve further observation (see Fig. 4).

## 5. Summary and future work

The long-term coverage, quality and spectral resolution of OWN Survey data, added to a carefully measurement of RVs in the targets selected, and the new, intensive observations of these systems, allowed us to gain new insights into the spectral variability of them. The multiple status of a system (HD 152314) is being clarified, and the periodicity of a couple of binaries (HD 152424 and HD 152723) is becoming evident. Additionally, we added new evidence of non-orbital RV variations, that

would allow to better characterize it later. We plan to complete this analysis by including photometric observations from different missions (e.g. TESS, Kepler, K2) and a contrast with theoretical models.

*Acknowledgements:* We specially remember the recently passed Dr. Rodolfo H. Barbá, who constantly inspired us as a great scientist and friend. He observed some of the spectra used in this paper. We acknowledge Nidia Morrell and Julia Arias for their support and observations. We thank the directors and staff at CASLEO and LCO for the use of their facilities and their kind hospitality during the observing runs. R.H. acknowledges support from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) through the Beca Interna Doctoral grant. R.H., G.A.F. and R.G. acknowledge support from grant PICT 2019-0344.

## References

- Barbá R.H., et al., 2017, J.J. Eldridge, J.C. Bray, L.A.S. McClelland, L. Xiao (Eds.), *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, vol. 329, 89–96
- Baume G., Vázquez R.A., Feinstein A., 1999, *A&AS*, 137, 233
- Baumgardt H., Dettbarn C., Wielen R., 2000, *A&AS*, 146, 251
- Gamen R., et al., 2008, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, vol. 33, 54–54
- Hadrava P., 2004, *BAICz*, 92, 1
- Lenz P., Breger M., 2005, *Communications in Asteroseismology*, 146, 53
- Maíz-Apellániz J., et al., 2004, *ApJS*, 151, 103
- Sana H., et al., 2008, *MNRAS*, 386, 447
- Sana H., et al., 2012, *Science*, 337, 444
- Sana H., et al., 2014, *ApJS*, 215, 15
- Sota A., et al., 2014, *ApJS*, 211, 10
- van der Hucht K.A., 2001, *NewAR*, 45, 135



# Geometrización de una atmósfera magnética

G.M. Vera Rueda<sup>1</sup> & R.D. Rohrmann<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

Contacto / vera.gmatias@gmail.com

**Resumen** / Para resolver el transporte de radiación de una atmósfera magnética, la geometrizamos aplicando un modelo de dipolo descentrado. Se analizan diferentes cuadraturas esféricas de manera tal de optimizar el tiempo de ejecución de los algoritmos de cálculo, como así también de reproducir adecuadamente los espectros observados.

**Abstract** / In order to solve the radiative transfer equations in magnetic atmospheres, we geometrize it applying a descentered dipole model. We test different spherical quadratures in such a way we can optimize the algorithms execution times, and also to reproduce accurately the observed spectra.

*Keywords* / white dwarfs — stars: atmospheres — stars: magnetic field

## 1. Introducción

Las enanas blancas magnéticas (MWDs por sus siglas en inglés) son objetos compactos con campos magnéticos intensos ( $B \sim 10^6 - 10^9 G$ ), y su estudio ha sido abordado por diferentes autores desde el año 1970 (Kemp & Swedlund, 1970; Jordan, 1992; Külebi et al., 2009; Potekhin et al., 2014). Actualmente se conocen más de 500 objetos de este tipo, que representan  $\sim 2\%$  del total de enanas blancas detectadas (Kleinman et al., 2013).

El estudio de MWDs se suele abordar desde el cálculo de modelos que resuelven el transporte de radiación para atmósferas magnéticas. Hasta ahora, los modelos existentes se centran en el cálculo de los coeficientes de opacidad pero ignoran los efectos del campo magnético sobre el equilibrio de poblaciones atómicas (Jordan, 1992; Gänsicke et al., 2002; Euchner et al., 2002; Külebi et al., 2009). En general, la geometría del campo se suele describir con un dipolo magnético el cual resulta apropiado para reproducir las características espectrales de las MWDs (Martin & Wickramasinghe, 1984). Tal configuración produce una distribución no uniforme de  $\mathbf{B}$  sobre la superficie de la estrella. Por lo tanto, el cálculo de un espectro requiere integraciones suficientemente finas de la atmósfera.

En este trabajo ensayamos distintas cuadraturas esféricas que toman en cuenta la distribución del campo magnético estelar, y evaluamos su eficiencia en el cálculo de un espectro. Para ello usamos un algoritmo que resuelve el transporte de radiación de una atmósfera magnética bajo una configuración dipolar arbitraria, que considera los efectos del campo sobre el balance químico de la atmósfera (Vera Rueda & Rohrmann, 2020).

## 2. Desarrollo

Consideremos un dipolo magnético de intensidad  $B_d$  ubicado en una posición  $\mathbf{a}$  respecto del baricentro de una estrella de radio  $r$ . Sea un sistema de coordenadas como el que se ilustra en la Fig. 1: cuyo origen está en

el baricentro estelar, el eje  $z$  tiene la dirección del dipolo, mientras que el eje  $x$  se encuentra sobre el plano que contiene al dipolo y a la línea de visión. El dipolo induce un campo magnético  $\mathbf{B}$  sobre un punto  $(x, y, z)$  de la estrella, con componentes

$$\begin{cases} B_x = 3B_d x_s y_s / 2r_s^5, \\ B_y = 3B_d y_s z_s / 2r_s^5, \\ B_z = B_d [3z_s^2 - r_s^2] / 2r_s^5, \end{cases} \quad (1)$$

tal que

$$\mathbf{r}_s = [x_s^2, y_s^2, z_s^2] = [(x - a_x)^2, (y - a_y)^2, (z - a_z)^2].$$

La Fig. 2 muestra la distribución  $\mathbf{B}$  generada por un dipolo de intensidad  $B_d = 10$  MG centrado en el origen. Se puede observar que la intensidad del campo es mayor en la región polar, y disminuye a la mitad en la zona del ecuador. Debido a esta variación significativa, cada punto de la atmósfera emite luz con diferentes patrones espectrales. La Fig. 3, por ejemplo, compara el perfil de la línea  $H\alpha$  para dos parcelas estelares: una ubicada en el ecuador (azul) y otra en el polo (rojo). Se observa una separación en distintas componentes, proporcional a la intensidad del campo. Así, integrar una atmósfera magnética requiere de la selección adecuada de puntos, de tal forma que el cálculo resulte óptimo, tanto en el tiempo de ejecución del algoritmo como en la reproducción de espectros observados.

En este trabajo comparamos tres cuadraturas que discretizan la atmósfera en un conjunto de  $N$  parcelas, tal que el flujo integrado puede ser calculado como

$$F(\lambda) \approx \sum_{i=1}^N w_i F_i(\lambda), \quad (2)$$

con  $F_i(\lambda)$  el flujo emergente de la  $i$ -ésima parcela, y  $w_i$  su peso asociado. Estas cuadraturas corresponden a

- Distribución uniforme *t-design*: la selección de parcelas está representada por un conjunto de  $N$  puntos  $\{\mathbf{x}_i\}$  definidos sobre una esfera unidad, tal que

## Geometrización de una atmósfera magnética

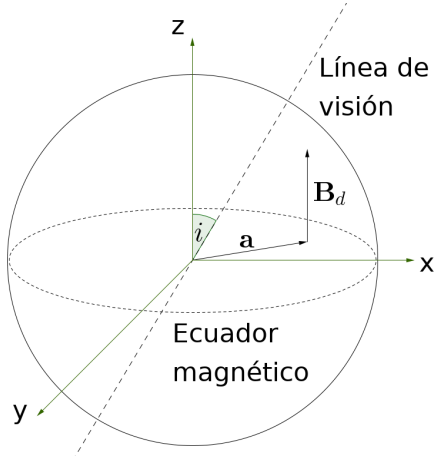


Figura 1: Sistema de referencia estelar que se utiliza para geometrizar la atmósfera.

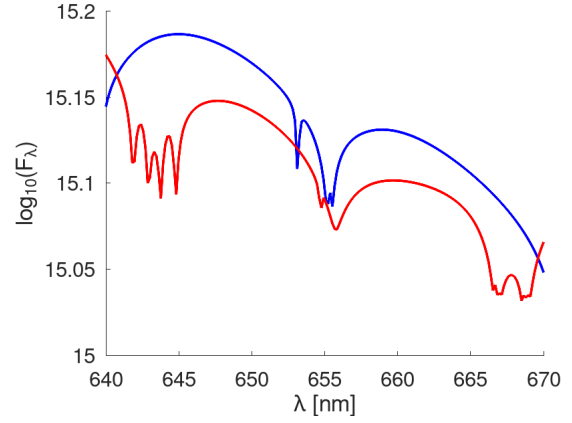


Figura 3: Perfil de la línea H $\alpha$  que emerge de distintas parcelas una estrella con  $B_d = 10$  MG centrado en el baricentro: de la región polar (rojo) y de la región ecuatorial (azul).

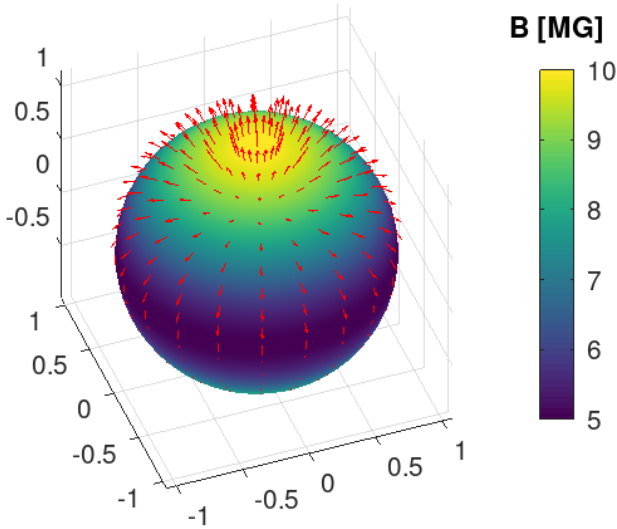


Figura 2: Distribución del campo magnético sobre cada punto de la estrella.

la cuadratura equipada de estos puntos es exacta para todos los armónicos esféricos hasta grado  $t$  (Womersley, 2018), es decir

$$\int_{\mathbb{S}^2} f(\mathbf{x}) d\Omega = \frac{4\pi}{N} \sum_{i=0}^{N-1} f(\mathbf{x}_i), \quad \forall f \in \Pi^t,$$

con  $\mathbb{S}^2$  la esfera de radio unidad, y  $\Pi^t$  el subconjunto de armónicos esféricos hasta grado  $t$ .

- Distribución de Gauss: las parcelas se seleccionan a partir de un conjunto de  $N$  puntos  $\{\mathbf{x}_i\} \in \mathbb{S}^2$  tal que la integral sobre la esfera unidad se descompone en dos integrales unidimensionales, en  $\theta$  y en  $\phi$ ,

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{S}^2} F_\lambda(\mathbf{x}) d\Omega &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi F_\lambda(\theta, \phi) d\theta d\phi \\ &\approx \sum_{j=1}^L \sum_{k=1}^M w_{jk} F_\lambda(\theta_j, \phi_k), \end{aligned}$$

donde los pesos  $w_{jk}$  se determinan a partir de dos cuadraturas unidimensionales. Para la cuadratura en  $\theta$  se usa una grilla equiespaciada, mientras que para  $\phi$  se usa una grilla de Gauss-Legendre (Beentjes, 2015).

- Cuadratura de Lebedev: La selección de parcelas está representada por un conjunto de puntos  $\{\mathbf{x}_i\} \in \mathbb{S}^2$ , invariante ante el grupo de rotación octaedral con inversión (Lebedev, 1975).

La Fig. 4 muestra una selección de 100 parcelas sobre una estrella magnética con dipolo  $B_d = 10$  MG e inclinación  $i = 45^\circ$  desde la perspectiva del observador, según las tres cuadraturas ensayadas en este trabajo. Se puede notar que la distribución de Gauss (Fig. 4(a)) presenta mayor densidad de puntos en la región polar. En cambio, las distribuciones *t-design* (Fig. 4(b)) y de Lebedev (Fig. 4(c)) son más uniformes, presentando la última un mayor grado de simetría alrededor de la línea de visión.

Para evaluar la eficiencia de las diferentes cuadraturas, simulamos la emisión de luz de la estrella de la Fig. 4 en la región del espectro comprendida por la línea H $\alpha$ . Para ello analizamos la evolución del error relativo como indicador de la convergencia y también el tiempo total de cómputo, ambas en función del número total de parcelas seleccionadas sobre la atmósfera estelar. La Fig. 5 muestra los resultados obtenidos. Se puede notar que el tiempo de cálculo (panel derecho) es muy similar para las tres cuadraturas comparadas, con apenas un ligero exceso en la distribución *t-design*. En cambio, la convergencia (panel izquierdo) es más rápida para las cuadraturas *t-design* y de Lebedev, las cuales alcanzan valores  $\varepsilon \lesssim 2\%$  a partir de  $N = 50$  y disminuyen gradualmente hasta alcanzar  $\varepsilon \lesssim 1\%$  en  $N \gtrsim 100$ ; por otra parte, la cuadratura de Gauss presenta una convergencia más lenta, alcanzando valores  $\varepsilon \lesssim 1\%$  recién a partir de  $N \approx 200$ .

Finalmente, la Fig. 6 muestra el flujo integrado con cuadratura de Lebedev con  $N = 100$  (línea negra) y los flujos que emergen de diferentes parcelas (líneas azules) de una estrella con  $B_d = 10$  MG apuntando hacia el

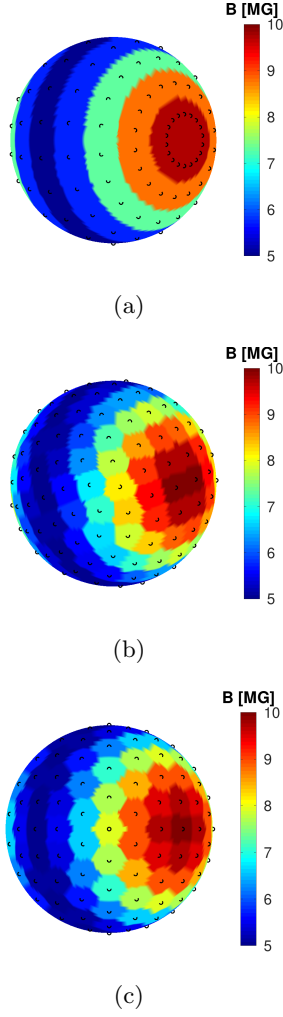


Figura 4: Geometrización de una estrella magnética con  $B_d = 10$  MG e  $i = 45^\circ$  según las distintas cuadraturas ensayadas: (a) cuadratura de Gauss, (b) cuadratura  $t$ -design, y (c) cuadratura de Lebedev.

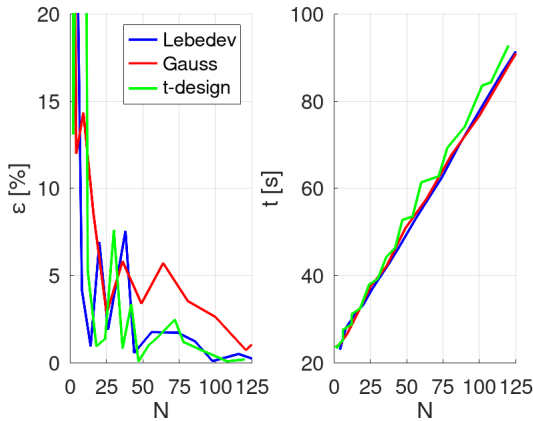


Figura 5: Evolución del error de la cuadratura (izquierda) y tiempo total de cómputo (derecha) para las diferentes distribuciones ensayadas, en función del número de parcelas sobre la atmósfera.

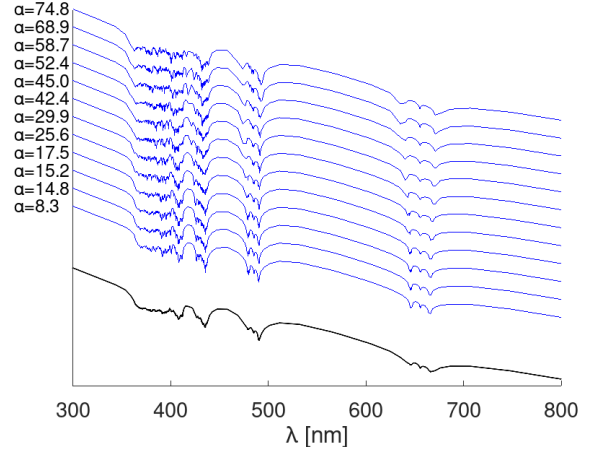


Figura 6: Línea negra: espectro integrado con cuadratura de Lebedev para una estrella con  $B_d = 10$  MG apuntando al observador. Líneas azules: espectros de diferentes parcelas con latitud  $\alpha$  (desplazados verticalmente para su mejor visualización).

observador. Se aclara que, para esta configuración particular, hay simetría de  $\mathbf{B}$  respecto de la línea de visión y por lo tanto no hay variación con la longitud.

### 3. Conclusiones

Los resultados del trabajo indican que la integración de una atmósfera magnética es más adecuada cuando se aplican las cuadraturas de Lebedev o  $t$ -design, ya que presentan mayor uniformidad en la distribución de parcelas respecto de la línea de visión y por lo tanto convergen más rápido que una cuadratura de Gauss. Además, encontramos que una selección de  $N \sim 100$  parcelas permite calcular la emisión de luz con precisión razonable. Por lo tanto, una geometrización adecuada de la atmósfera magnética ayuda a optimizar la evaluación del algoritmo numérico reduciendo su tiempo de ejecución.

### Referencias

- Beentjes C., 2015, Technical Report, Oxford University
- Euchner F., et al., 2002, A&A, 390, 633
- Gänsicke B.T., Euchner F., Jordan S., 2002, A&A, 394, 957
- Jordan S., 1992, A&A, 265, 570
- Kemp J.C., Swedlund J.B., 1970, ApJL, 162, L67
- Kleinman S.J., et al., 2013, ApJS, 204, 5
- Külebi B., et al., 2009, A&A, 506, 1341
- Lebedev V., 1975, USSR-CMAMP, 15, 44
- Martin B., Wickramasinghe D.T., 1984, MNRAS, 206, 407
- Potekhin A.Y., Chabrier G., Ho W.C.G., 2014, A&A, 572, A69
- Vera Rueda M., Rohrmann R.D., 2020, A&A, 635, A180
- Womersley R., 2018, *Efficient Spherical Designs with Good Geometric Properties*, Springer



# Exploring the magnetism of stars using TESS data

J.I. Soto<sup>1</sup>, S.V. Jeffers<sup>2</sup>, D.R.G. Schleicher<sup>1</sup> & J.A. Rosales<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*

<sup>2</sup> *Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität Göttingen, Alemania*

<sup>3</sup> *Main Astronomical Observatory, National Academy of Sciences of Ukraine, Ucrania*

Contact / javieraisoto@udec.cl

**Resumen** / Algunos aspectos del origen de la actividad magnética en las estrellas aún no se conocen suficientemente bien. Aunque las primeras investigaciones que exploraban la relación entre el periodo de rotación estelar y la actividad magnética indicaban la posible existencia de una rama activa y otra inactiva, con datos más recientes no está tan claro si se trata realmente de dos regímenes distintos. Se cree que esto es una consecuencia de la acción de la dinamo dependiente de la rotación, que produce campos magnéticos que intervienen en la actividad estelar. Durante este estudio, investigamos si se puede utilizar datos de TESS para determinar los periodos de rotación mediante los métodos de Lomb-Scargle Generalizado y Wavelet, y comprobaremos si ambos métodos arrojan resultados coherentes.

**Abstract** / Some aspects of the origin of magnetic activity in stars are still not sufficiently understood. While initial investigations exploring the relationship between the stellar rotation period and magnetic activity indicated the possible existence of an active and an inactive branch, with more recent data it is less clear whether these are two distinct regimes. This could be a consequence of rotation-dependent dynamo action, which produces magnetic fields that are involved in stellar activity. In this study, we explore whether TESS data can be used to derive stellar rotation periods using the Generalised Lomb-Scargle and Wavelet methods, and test whether the two methods yield consistent results.

*Keywords* / stars: activity — stars: rotation — stars: solar-type

## 1. Introduction

The stellar rotation has been a key parameter in deriving stellar ages and is closely related to magnetic activity. One widely used technique for deriving rotation periods has been photometry. Another technique was presented by Eberhard & Schwarzschild (1913), where they first proposed the measurement of stellar activity in cool stars through the emission of the Ca II H+K core from the nucleus. In an attempt to demonstrate this hypothesis, the Mount Wilson project measured the chromospheric activity of over a thousand stars (Wilson, 1968); (Duncan et al., 1991), discovering that cool stars have cycles of magnetic action, classifying the stars into an Active Branch and an Inactive Branch. Baliunas et al. (1995) concluded that there are different stellar populations with three different activity cycles. Noyes et al. (1984) noted that the calcium emission flux depends on the Rossby number  $R_o$ , of the form  $R_o = P_{rot}/4\pi\tau_c$ , with  $P_{rot}$  the stellar rotation period and  $\tau_c$  the stellar convection timescale. This relation was subsequently studied by Bohm-Vitense (2007), where  $R_o \equiv P_{rot}/\tau_c$ . In a recent study, Boro Saikia et al. (2018) have determined activity for a larger sample of stars, finding that potentially the relation between rotation and activity period may form a continuum between the active and inactive branches, rather than a strict relation to them. The present work provides an analysis of two methods to estimate the rotation period of a star, the Generalised Lomb Scargle method, and the Wavelet transforms, to

recognize which method is more accurate in obtaining rotation periods.

## 2. Methodology

We consider the star EV Lac (TIC 154101678;  $\alpha_{2000} = 22 : 46 : 49.73$ ,  $\delta_{2000} = +44 : 20 : 02.37$ ) as a reference. EV Lac is a common red dwarf of the known period. Pettersen (1980) was the first to determine a rotation period for this star, successfully finding a period of 4.378 days. The TESS data have been downloaded directly from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST) database \*. With the Kepler space mission (Borucki et al., 2010) led to the discovery of flares in several F-, G- and A-type stars (Balona, 2012).

We use Lightkurve's Target Pixel File (TPF) \*\*. We have applied custom apertures "create\_threshold\_mask(threshold=3)" which selects all pixels that have a flux greater than 3 standard deviations above the average luminosity. The tube aperture is small in this case but avoids capturing light from the background star. Once the light curve is modified, we save it as a FITS file.

In addition, we applied Peranso's LOWESS (Locally-Weighted Scatterplot Smoothing) \*\*\* technique. This method estimates the slope of each point by

\*<https://archive.stsci.edu/>

\*\*<https://docs.lightkurve.org/>

\*\*\*<https://www.cbabelgium.com/peranso/>

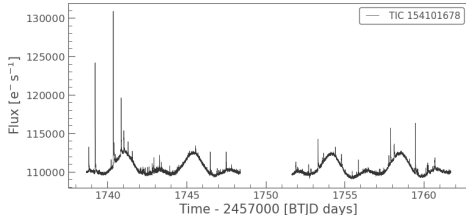


Figure 1: EV Lac light curve (TIC 154101678)

plotting a line of intersection. It creates a smooth best-fit curve and eliminates outliers to avoid incorporating them in subsequent period analysis calculations.

### 2.1. The Generalised Lomb-Scargle periodogram

In this work, we have used the Generalised Lomb-Scargle periodogram (GLS) from Zechmeister & Kürster (2009). GLS is a commonly used statistical tool that allows the efficient calculation of a Fourier-type power spectrum estimator from unevenly sampled data to determine the oscillation period. The Peranso software was used to perform an analysis with the GLS method and determine the rotation period of EV Lac. The following figure (see Figure 3) shows a period found for the EV Lac star of  $4.33 \pm 0.13$  days. This is a period quite close and in agreement with the periods found in the literature.

### 2.2. The wavelet transform

The wavelet transform is a method for analyzing signals with a high resolution in both the frequency and time domain (Torrence & Compo, 1998). This is achieved by working with different time scales Messina et al. (1999). The Wavelet transform consists of a series of functions called wavelets. We can analogously decompose the light curve of a star by frequencies represented in the power spectrum at different scales. With the wavelet being placed in time, our signal can be convoluted with the wavelet in different time ranges. Bravo et al. (2014) applied the so-called Morlet wavelet to Kepler and CoRoT light curves, in stars with planetary transits, binary systems, a variable star dominated by magnetic activity, and pulsating stars, where they identified patterns in the rotation period due to active regions affecting the light curves.

We have analyzed the obtaining of the period using the Weighted Wavelet Z-transform (WWZ) method, also with the Peranso software. The WWZ is based on the Morlet wavelet (see (Grossmann et al., 1989)). In it, we found a period of 4.24 days, which is close to the values previously obtained in the literature.

## 3. Results

A total of 53 stars have been extracted from Table A.2 of the Boro Saikia et al. (2018) article. For five stars (see Tab. 1), we found a concordance with the periods given in the aforementioned paper. However, for stars

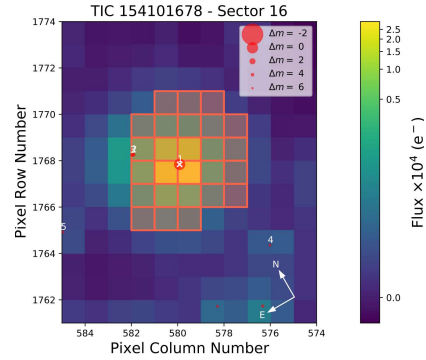


Figure 2: Target pixel file (TPF) of the star EV Lac. The centered red circle corresponds to the source in the field with scaled magnitudes. The white cross indicates the location of the target. The aperture mask used by the pipeline to extract the photometry was also plotted on the TPF.

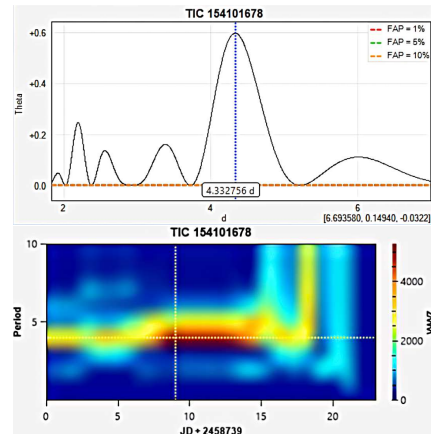


Figure 3: *Top panel:* Rotation period found for EV Lac by the Generalised Lomb Scargle method. *Bottom panel:* The rotation period found by the WWZ method is 4.24 days for the EV Lac star. The x-axis represents time, the y-axis represents frequency, and a color (z-axis) is used to plot the WWZ response.

where Boro Saikia et al. (2018) reported rotation periods larger than 10 days, both methods indicate shorter periods when applied to the TESS data, though typically with a lower statistical significance. We consider this likely to be a limitation due to the observing time windows of TESS and to potentially reflect shorter periodicities or time variations, though not to correspond to the physical rotation period. In Figs. 4, we reproduce the corresponding plots on the activity - rotation period relation from Boro Saikia et al. (2018), showing in red the new periods derived from TESS and in black the periods from their original data. We limit ourselves here to data points consistent with the previous periods.

## 4. Conclusion

We find that stellar rotation periods can be derived from the TESS data if the stars have sufficiently



Name	Period found using Wavelet method [d]	Period using GLS [d]	Period from Boro Saikia et al. (2018) [d]	Period from Literature [d]
EV Lac	$4.24 \pm 0.46$	$4.33 \pm 0.13$	-	4.37 ((Pettersen, 1980))
HD20630	$9.00 \pm 0.15$	$9.02 \pm 1.05$	9.24	9.2 (Brandenburg et al. (2017))
HD26913	$6.76 \pm 0.09$	$6.84 \pm 0.23$	7.1	7.15 (Saar & Brandenburg (1999))
HD82443	$5.32 \pm 0.05$	$5.43 \pm 0.14$	5.37	5.37 (Messina et al. (1999))
HD115043	$5.68 \pm 0.07$	$5.67 \pm 0.19$	5.86	5.86 (Hempelmann et al. (2015))
HD115383	$3.52 \pm 0.02$	$3.40 \pm 0.06$	3.33	3.33 (Saar & Brandenburg (1999))

Table 1: Table schematizing the stellar rotation periods calculated according to the Wavelet method and the GLS method, compared with the stellar rotation periods found in the literature. From a total of 53 stars present in Table A.2 of the article (Boro Saikia et al., 2018), it has been obtained closely the rotation period for 5 stars listed in the table.

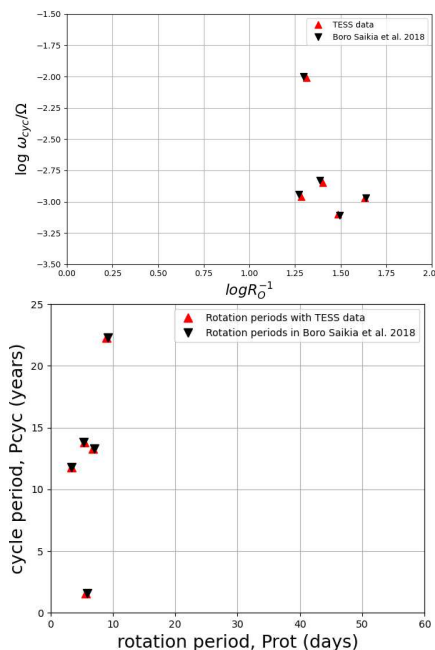


Figure 4: *Top panel:*  $\omega_{cyc} / \Omega$  vs.  $R_{\odot}^{-1}$  for stars from Table A.2 Boro Saikia et al. (2018), which closely match the rotation periods obtained with TESS data. *Bottom panel:* Activity-cycle period in years as a function of rotation period in days for stars in Table A.2 from Boro Saikia et al. (2018)

short periods of less than 10 days. In these cases, both the generalized Lomb Scargle method and the Wavelet method provide results consistent with each other, showing low statistical error highlighting the effectiveness of both methods analyzed.

We propose that the reason for this is that the light curves provided by TESS have gaps that could interfere with the actual calculation of the rotation period. It is proposed that the obtained periods are far from most of the rotation periods present in Table A.2 of

(Boro Saikia et al., 2018) due to the limitation of the software used. Handling two competent and innovative methods allows us to recognize their effectiveness of one over the other, apply them to different astrophysical phenomena related to signal analysis.

*Acknowledgements:* We thank Dr. Mennickent, R. E. of the Astronomy Department of the Universidad de Concepción for contributing to this work with their scientific expertise and providing valuable guidance and corrections for the development of this article. We are also grateful for the financial support of the FONDECYT regular project 1201280, for allowing the development of this research.

## References

- Baliunas S.L., et al., 1995, ApJ, 438, 269  
Balona L.A., 2012, MNRAS, 423, 3420  
Bohm-Vitense E., 2007, ApJ, 657, 486  
Boro Saikia S., et al., 2018, A&A, 616, A108  
Borucki W.J., et al., 2010, Science, 327, 977  
Brandenburg A., Mathur S., Metcalfe T.S., 2017, ApJ, 845, 79  
Bravo J.P., et al., 2014, A&A, 568, A34  
Duncan D.K., et al., 1991, ApJS, 76, 383  
Eberhard G., Schwarzschild K., 1913, ApJ, 38, 292  
Grossmann A., Kronland-Martinet R., Morlet J., 1989, J.M. Combes, A. Grossmann, P. Tchamitchian (Eds.), *Wavelets*, 2–20, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg  
Hempelmann A., et al., 2015, A&A, 586  
Messina S., et al., 1999, A&A, 347, 249  
Messina S., et al., 1999, A&A, 347, 249  
Noyes R.W., et al., 1984, ApJ, 279, 763  
Pettersen B.R., 1980, AJ, 85, 871  
Saar S.H., Brandenburg A., 1999, ApJ, 524, 295  
Saar S.H., Brandenburg A., 1999, ApJ, 524, 295  
Torrence C., Compo G.P., 1998, Bull. Am. Meteorol. Soc., 79, 61  
Wilson O.C., 1968, ApJ, 153, 221  
Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577



# Una nueva región de inestabilidad pulsacional para enanas blancas de baja masa que experimentan *flashes* de CNO

L.M. Calcaferro<sup>1,2</sup>, A.H. Córscico<sup>1,2</sup>, L.G. Althaus<sup>1,2</sup> & K.J. Bell<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> DIRAC Institute, Department of Astronomy, University of Washington, EE.UU.

Contacto / lcalcaferro@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / En su evolución terminal hacia la rama de enfriamiento, algunos modelos de enanas blancas de baja masa con núcleo de helio experimentan *flashes* termonucleares. Antes de su ocurrencia, la quema estable de hidrógeno puede dar lugar a pulsaciones que nos permiten estudiar la estructura interna de estas estrellas gracias a la astrosismología. En este trabajo mostramos los resultados del análisis de estabilidad pulsacional considerando los efectos producidos por el mecanismo  $\varepsilon$  en desestabilizar períodos de modos de gravedad en secuencias de enanas blancas de baja masa con núcleo de helio que experimentan *flashes* de CNO en sus ramas tempranas de enfriamiento. Estimamos los rangos de períodos inestables y la región de inestabilidad en el plano  $\log(g) - T_{\text{eff}}$ .

**Abstract** / While evolving toward their terminal white-dwarf cooling branches, some low-mass helium (He)-core white-dwarf stellar models experience nuclear flashes. Prior to the occurrence of each flash, global pulsations may be driven by stable hydrogen burning, allowing the study of the internal structure of these stars through asteroseismology. We perform a pulsational stability analysis considering the effects of the  $\varepsilon$  mechanism in destabilizing gravity-mode periods for sequences of low-mass He-core stars on their early white-dwarf cooling branches going through CNO flashes. We estimate the ranges of unstable periods and the instability domain in the  $\log(g) - T_{\text{eff}}$  plane.

**Keywords** / asteroseismology — stars: oscillations — stars: evolution — white dwarfs — stars: interiors

## 1. Introducción

Las estrellas enanas blancas representan la etapa final para la mayoría de las estrellas. La mayoría de las enanas blancas tienen hidrógeno (H) en sus atmósferas, están caracterizadas por una masa promedio de  $0.6 M_{\odot}$  (Kepler et al., 2019), y probablemente contengan núcleos de carbono y oxígeno. Adicionalmente, hay una población de enanas blancas de baja masa ( $M_{\star} \lesssim 0.45 M_{\odot}$ ) que tendrían núcleos de helio (He). Se cree que estas estrellas se originan en sistemas binarios de estrellas de baja masa que experimentan episodios intensos de pérdida de masa cuando atraviesan la rama de las gigantes rojas, antes de que se produzca el *flash* de He (Althaus et al., 2013; Istrate et al., 2016). Las teorías evolutivas predicen que una vez finalizada la pérdida de masa, algunas de estas enanas blancas experimentarían un cierto número de *flashes* nucleares de CNO, que reducirían considerablemente su contenido de H antes de alcanzar su etapa final de enfriamiento de enana blanca (Althaus et al., 2013). Tal es el caso de las enanas blancas con  $M_{\star} \gtrsim 0.18 - 0.20 M_{\odot}$ , mientras que aquellas con  $M_{\star} \lesssim 0.18 - 0.20 M_{\odot}$ , denominadas enanas blancas de masa extremadamente baja (ELM, por su sigla en inglés), no habrían experimentado *flashes* de CNO en su evolución anterior. La ocurrencia de *flashes* conduce a diferencias evolutivas y pulsacionales entre ambos tipos de enanas blancas de baja masa (Althaus et al., 2013; Córscico & Althaus, 2014a).

En los últimos años, se ha detectado un gran número de enanas blancas de baja masa, así como también de posibles progenitores de dichas estrellas, denominados pre-enanas blancas de baja masa. La reciente detección de variaciones de brillo multiperiodicas en ambas poblaciones (ver p.ej. Hermes et al., 2012; Maxted et al., 2013), ha permitido definir dos nuevos tipos de estrellas variables denominados ELMV y pre-ELMV, haciendo posible el estudio de los interiores de estas estrellas a través de las técnicas astrosismológicas.

Las pulsaciones observadas en estrellas ELMV son compatibles con modos de pulsación de gravedad ( $g$ ). Como en estas estrellas las pulsaciones tienen amplitudes grandes principalmente en su núcleo (ver p.ej. Córscico & Althaus, 2014a), es posible estudiar la estructura química del núcleo. Los cálculos no-adiabáticos indican que estos modos serían excitados por el mecanismo  $\kappa - \gamma$  actuando en la zona de ionización del H (Córscico & Althaus, 2016). Adicionalmente, Córscico & Althaus (2014b) demostraron que el mecanismo  $\varepsilon$  debido a la quema de H podría contribuir a desestabilizar modos  $g$  de corto período en la base de la envoltura de H para ELMs con  $T_{\text{eff}} \lesssim 10\,000$  K. Debido a la fuerte dependencia de la quema nuclear con la temperatura, las reacciones nucleares pueden conducir a una inestabilidad pulsacional. Se cree que este mecanismo es responsable de la excitación de pulsaciones en muchos tipos de estrellas (Córscico et al., 2009; Maeda & Shibahashi, 2014).

Para este trabajo empleamos modelos evolutivos de

enanas blancas de baja masa con núcleo de He generados con el código de evolución estelar LPCODE (Althaus et al., 2013). El código calcula de forma completa la evolución binaria no conservativa de una estrella donante con una masa inicial de  $1.0 M_{\odot}$  y metalicidad solar, con una compañera estrella de neutrones de  $1.4 M_{\odot}$ , hasta la etapa de enana blanca (ver detalles en Althaus et al., 2013). Para este trabajo, hemos evolucionado las secuencias con  $M_{\star} = 0.2025, 0.2724, 0.3207$  y  $0.3630 M_{\odot}$  a través de los múltiples *flashes* de CNO que experimentan durante sus ramas tempranas de enfriamiento. El análisis de estabilidad pulsacional para modos  $g$  no-radiales dipolares ( $\ell = 1$ ) fue llevado a cabo empleando la versión no-adiabática del código de pulsaciones LP-PUL (Córscico et al., 2009).

En este trabajo presentamos los resultados del análisis de estabilidad llevado a cabo considerando los efectos del mecanismo  $\varepsilon$  sobre la desestabilización de períodos de modos  $g$  para secuencias de enanas blancas de baja masa que evolucionan entre *flashes* de CNO.

## 2. Análisis de estabilidad

Para ilustrar los resultados de nuestro estudio no-adiabático, mostramos en la Fig. 1 el *track* evolutivo de la secuencia de enana blanca de baja masa con  $0.2025 M_{\odot}$  en el diagrama  $\log(g) - T_{\text{eff}}$ . Como muestra Althaus et al. (2013), la misma experimenta nueve *flashes* de CNO antes de entrar en su rama final de enfriamiento. Antes y durante cada uno de los bucles que describe la secuencia evolutiva, nuestra exploración no-adiabática muestra que el mecanismo  $\varepsilon$  es capaz de desestabilizar modos  $g$  de bajo orden con  $\ell = 1$ . En cada parte del *track*, hemos enfatizado con líneas negras gruesas las correspondientes regiones de inestabilidad. Es claro que la extensión de la región de inestabilidad en el plano  $\log(g) - T_{\text{eff}}$  aumenta con cada *flash*. En la Fig. 2 se muestra para dos de los nueve *flashes* los períodos inestables de modos  $g$  con  $\ell = 1$  en términos de  $T_{\text{eff}}$ . El código de colores indica el logaritmo del tiempo de *e-folding* (en años) de los modos inestables, que representa una medida del tiempo que le lleva a la perturbación que causa la oscilación alcanzar amplitudes observables. En el panel izquierdo, se muestra la situación para el primer *flash* de CNO, en el cual se observa que hay unos pocos modos  $g$  con  $\ell = 1$  inestables, correspondientes a órdenes radiales bajos ( $k = 2, 3, 4$ ) con períodos entre  $\sim 260$  y  $450$  s, en un rango muy limitado de  $T_{\text{eff}}$ , entre  $\sim 16\,000$  y  $18\,000$  K, y con valores de tiempo de *e-folding* relativamente grandes (siendo su mínimo de  $5.4 \times 10^5$  años). La situación en el noveno *flash* es visiblemente contrastante. Como se observa en el panel derecho, la región de inestabilidad y la cantidad de modos desestabilizados aumentan considerablemente. Adicionalmente, los modos con  $k = 1$  resultan excitados, y los valores del tiempo *e-folding* se acortan significativamente, como muestra el código de colores. Esto implica que estos modos tienen mayor posibilidad de alcanzar amplitudes observables. En este caso, los períodos inestables están entre  $\sim 200$  y  $480$  s ( $k = 1, 2, 3, 4$ ), con  $T_{\text{eff}}$  entre  $\sim 15\,000$  y  $31\,000$  K, y tiempos de *e-folding* que alcanzan como valor mínimo  $8.2 \times 10^4$  años.

Para estimar la posibilidad de observar una estrella que esté pulsando por medio del mecanismo  $\varepsilon$  mientras evoluciona a través de uno de estos bucles, consideramos los modelos evolucionando a través del noveno *flash* de la secuencia con  $0.2025 M_{\odot}$ . Ya que el tiempo que transcurre en esta región de inestabilidad es de unos  $7.2 \times 10^6$  años, y que los tiempos de *e-folding* para muchos modos son significativamente inferiores,  $8.2 \times 10^4$  años, estos modos tendrían suficiente tiempo para alcanzar amplitudes observables. Dado que la duración de toda la etapa de pre-enana blanca a través de los nueve *flashes* hasta que la secuencia alcanza su máxima  $T_{\text{eff}}$  es de  $5.11 \times 10^8$  años, al compararlo con el tiempo que permanece durante esta novena región de inestabilidad, se ve que podría ser posible detectar una estrella de  $0.2025 M_{\odot}$  pulsando por medio del mecanismo  $\varepsilon$  en modos  $g$  de bajo orden mientras evoluciona en esta etapa. La viabilidad aumenta considerablemente si se consideran las nueve etapas de inestabilidad que la secuencia experimenta.

La Fig. 3 muestra los *tracks* evolutivos de las enanas blancas de baja masa con  $0.2025, 0.2724, 0.3207$  y  $0.3630 M_{\odot}$  en el plano  $\log g$  vs.  $T_{\text{eff}}$ . Las líneas negras gruesas marcan la región de cada secuencia en la cual el mecanismo  $\varepsilon$  es capaz de desestabilizar modos  $g$  de bajo orden con  $\ell = 1$ . Se incluyen estrellas ELM y pre-ELM (ver Brown et al., 2016; Pelisoli & Vos, 2019, y referencias allí), ELMV y pre-ELMV (ver, por ejemplo, Hermes et al., 2013; Kilic et al., 2018; Bell et al., 2018; Wang et al., 2020, y referencias allí). Además, hemos incluido las estrellas pulsantes sdBV (Green et al., 2011), BLAP (Pietrukowicz et al., 2017) y High-Gravity (HG)-BLAP (Kupfer et al., 2019). La figura muestra que cada secuencia evolutiva considerada tiene una zona extendida de inestabilidad pulsacional, lo cual en suma representa una región muy amplia en el plano  $\log g$  vs.  $T_{\text{eff}}$  (área gris) donde el mecanismo  $\varepsilon$  es capaz de desestabilizar modos  $g$  de bajo orden. Dicha región cubre el rango de  $T_{\text{eff}}$  de  $[15\,000 - 38\,000]$  K y  $\log g$  de  $[5.8 - 7.1]$ . Los períodos de modos  $g$  inestables están entre los 150 y 500 s y, en general, sus tiempos de *e-folding* resultan más cortos que las escalas de tiempo evolutivas para todas las secuencias analizadas. La figura muestra que este nuevo dominio de inestabilidad no se superpone con los dominios de inestabilidad de las ELMVs, que se encuentran en  $T_{\text{eff}} \lesssim 10\,000$  K y valores similares de  $\log g$ , ni tampoco con el de las pre-ELMVs, correspondiente a  $T_{\text{eff}} \lesssim 12\,000$  K y  $\log g \lesssim 5$ . Notar que el borde de baja gravedad de este nuevo dominio de inestabilidad se solapa levemente con el límite de alta gravedad del dominio de las sdBVs.

## 3. Conclusiones

Los resultados del análisis de estabilidad realizado en enanas blancas de baja masa con núcleo de He que evolucionan a través de *flashes* de CNO mostrados en este trabajo indican que el mecanismo  $\varepsilon$  debido a la quema estable de H es capaz de desestabilizar modos  $g$  de bajo orden con  $\ell = 1$  para modelos estelares con masas entre  $0.2025$  y  $0.3630 M_{\odot}$ . El dominio de inestabilidad comprende los rangos de  $T_{\text{eff}}$  entre  $15\,000$  y  $38\,000$  K y

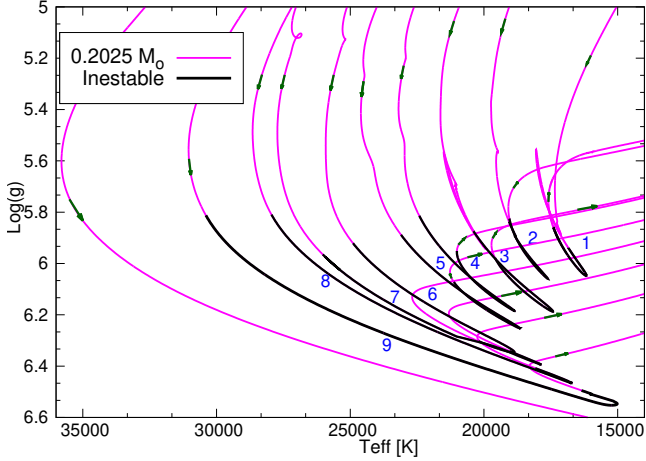


Figura 1: Etapas de inestabilidad pulsacional (líneas negras gruesas) en el diagrama  $\log(g) - T_{\text{eff}}$  debidas al mecanismo  $\varepsilon$  para la secuencia de enana blanca de baja masa con  $0.2025 M_{\odot}$  (Calcaferro et al., 2021). Los números azules indican cada uno de los nueve *flashes* de CNO. El *track* comienza luego de finalizado el desbordamiento del lóbulo de Roche (rama superior derecha) y procede hacia abajo en el plano hasta la ocurrencia del primer *flash*. Las flechas verdes señalan el curso evolutivo.

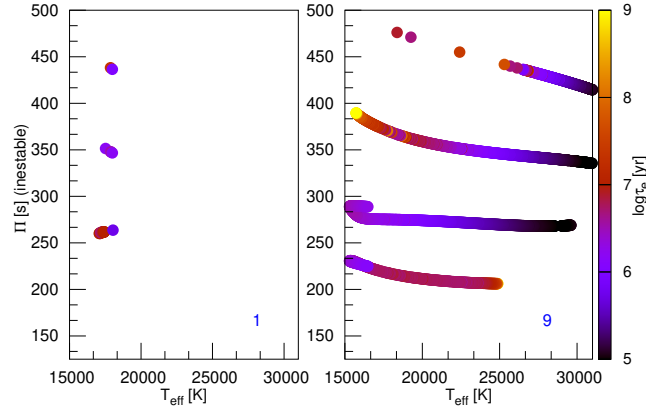


Figura 2: Períodos inestables de modos  $g$  con  $\ell = 1$  vs.  $T_{\text{eff}}$  para el primer (*panel izquierdo*) y último *flash* (*panel derecho*) de la secuencia de enana blanca de baja masa con  $0.2025 M_{\odot}$ . El código de colores indica el tiempo de *e-folding* de cada modo inestable. En la parte inferior derecha de los paneles se indica el número de *flash*, como en la Fig. 1.

$\log g$  entre 5.8 y 7.1, y no se superpone con los dominios de inestabilidad de ELMVs ni pre-ELMV, y solo ligeramente con el dominio de las sdBVs. Los períodos de modos  $g$  inestables están en el rango de 150 – 500 s.

Si bien aún no se ha detectado una enana blanca de baja masa con núcleo de He pulsante atravesando la región de inestabilidad presentada en este trabajo, la Fig. 3 muestra varios posibles candidatos. La detección eventual de dichas estrellas pulsando en este nuevo dominio de inestabilidad ayudaría a confirmar la existencia del mecanismo  $\varepsilon$  como un agente capaz de desestabilizar períodos de modos  $g$ . El hallazgo de pulsaciones compatibles con modos  $g$  en estrellas que atraviesan la zona del plano  $\log g - T_{\text{eff}}$  donde ocurren los *flashes* es relevante para el estudio de la estructura interna de las

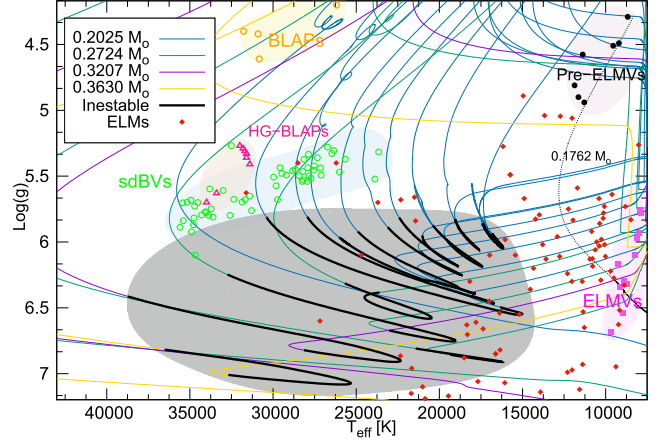


Figura 3: Región de inestabilidad (área gris) de modos  $g$  de bajo orden con  $\ell = 1$  excitados por el mecanismo  $\varepsilon$  en el diagrama  $\log(g) - T_{\text{eff}}$  para las secuencias de enanas blancas de baja masa analizadas (Calcaferro et al., 2021). Las líneas negras gruesas indican las regiones donde los períodos de modos  $g$  son inestables. Se incluyen ELMV y pre-ELMV (diamantes rojos), y estrellas pulsantes ELMV (cuadrados rojos), pre-ELMV (círculos negros), sdBV (círculos verdes), BLAP (círculos naranjas) y HG-BLAPs (triángulos rosas).

mismas y, como consecuencia, para la caracterización de las estrellas ELMV y pre-ELMV (Córscico & Althaus, 2014a; Córscico et al., 2016; Calcaferro et al., 2017a,b, 2018).

*Agradecimientos:* Los autores agradecen a los Comités Científico y Local de la RAAA 63, al árbitro y al Comité Editorial.

## Referencias

- Althaus L.G., Miller Bertolami M.M., Córscico A.H., 2013, A&A, 557, A19  
 Bell K.J., et al., 2018, A&A, 617, A6  
 Brown W.R., et al., 2016, ApJ, 818, 155  
 Calcaferro L.M., Córscico A.H., Althaus L.G., 2017a, A&A, 600, A73  
 Calcaferro L.M., Córscico A.H., Althaus L.G., 2017b, A&A, 607, A33  
 Calcaferro L.M., et al., 2018, A&A, 620, A196  
 Calcaferro L.M., et al., 2021, A&A, 647, A140  
 Córscico A.H., Althaus L.G., 2014a, A&A, 569, A106  
 Córscico A.H., Althaus L.G., 2014b, ApJL, 793, L17  
 Córscico A.H., Althaus L.G., 2016, A&A, 585, A1  
 Córscico A.H., et al., 2009, ApJ, 701, 1008  
 Córscico A.H., et al., 2016, A&A, 588, A74  
 Green E.M., et al., 2011, ApJ, 734, 59  
 Hermes J.J., et al., 2012, ApJL, 750, L28  
 Hermes J.J., et al., 2013, ApJ, 765, 102  
 Istrate A.G., et al., 2016, A&A, 595, A35  
 Kepler S.O., et al., 2019, MNRAS, 486, 2169  
 Kilic M., et al., 2018, MNRAS, 479, 1267  
 Kupfer T., et al., 2019, ApJL, 878, L35  
 Maeda K., Shibahashi H., 2014, PASJ, 66, 76  
 Maxted P.F.L., et al., 2013, Nature, 498, 463  
 Pelisoli I., Vos J., 2019, MNRAS, 488, 2892  
 Pietrukowicz P., et al., 2017, Nat. Astron., 1, 0166  
 Wang K., Zhang X., Dai M., 2020, ApJ, 888, 49



# Towards a catalogue of massive stars with known absolute masses

C.N. Rodríguez<sup>1,2</sup> & G.A. Ferrero<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / cnrodriguez@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las estrellas masivas tienen un rol muy importante en varios fenómenos astrofísicos. Sin embargo, debido a su escasez y a las dificultades que representa su observación, sus parámetros fundamentales (como masa, radio, temperatura y luminosidad) se conocen poco. Adicionalmente, resulta arduo encontrar trabajos actualizados que resuman toda la información disponible al respecto. Por este motivo, estamos realizando una recopilación bibliográfica destinada a construir un catálogo completo y actualizado de las estrellas masivas con parámetros fundamentales determinados de manera precisa, concentrado especialmente en aquellas con masas determinadas por el método de las binarias eclipsantes. Así encontramos 140 masas estelares, determinadas usando curvas de luz y velocidad radial suficientemente muestreadas. Estas estrellas se corresponden con tipos espectrales tempranos (desde O3 hasta B4), y son en su mayoría enanas o gigantes. En general, pertenecen a sistemas binarios de componentes separadas, aunque algunas presentan otras morfologías. La mayor parte de los sistemas se encuentran en la Vía Láctea, aunque 17 están en las Nubes de Magallanes. Junto a las masas, relevamos varios parámetros más, lo cual nos permite presentar un análisis preliminar de la relación entre masa y temperatura efectiva.

**Abstract** / Massive stars play a key role in several astrophysical phenomena. However, the scarcity of these objects and difficulties involved in their observation prevent us from an adequate knowledge of their fundamental parameters (e.g. mass, radio, temperature and luminosity). Besides, it is complicated to find recent compilations of all the relevant information on this subject. This is why we are currently conducting a bibliographic search aiming at compiling a complete and updated catalogue of all the massive stars with precisely determined fundamental parameters. The catalogue will be focused on those stars whose masses were determined by the eclipsing binaries method. We have already found the mass of 140 stars, obtained using well sampled light and radial velocity curves. These stars belong to early spectral types (from O3 to B4) and are mostly dwarfs and giants. Usually they are in detached binary systems but several have other morphologies. The majority of these systems are in the Milky Way, but 17 belong to the Magellanic Clouds. We have gathered various parameters other than mass, so we can present a preliminary analysis of the relation between mass and effective temperature.

*Keywords* / binaries: eclipsing — stars: fundamental parameters — stars: massive

## 1. Introduction

Massive stars ( $M \geq 8 \sim 10 M_{\odot}$ ) play a key role in the astrophysics of their host galaxy since they have dominant ionising UV fluxes, powerful winds and extreme stellar properties (Zinnecker & Yorke, 2007). However, our knowledge on some characteristics of these stars, such as their formation mechanisms and their masses, is still incomplete due to their scarcity and complications in observing them.

Massive stars show a high degree of multiplicity. In the Milky Way, at least 70% of the O-type stars are found in binaries and multiple systems (Barbá et al., 2017; Sana et al., 2012). Binaries are important because they provide stellar parameters as independent observed quantities. If the binary system is of eclipsing type and both stars are resolved spectroscopically, radii and masses could be accurately obtained from the simultaneous solution of the light and radial velocity curves. Additionally, spectroscopic binaries provide effective temperatures and the orbital parameters of the

system.

Compilations of stellar parameters of binary components were mainly initiated by Popper (1980) and Harmanec (1988), and in the last years, accurate fundamental parameters were collected by Torres et al. (2010); Eker et al. (2014), but they are still incomplete for massive stars.

Our aim is to explain in this work the thorough search from the literature of massive stars with well established masses that was carried out.

## 2. Selection criteria

The main criterion for the selection of systems in which at least one of the components is a massive star, was that these have to be spectroscopic and eclipsing binaries. This requirement only includes systems with stellar parameters and orbital solution obtained from a spectrophotometric analysis, since it is the most common

and reliable method to acquire them.\* Therefore, we inspected the light and radial velocity curves of the selected systems, to make sure they have a large enough number of measurements, especially along the maximum and minimum of radial velocity and the eclipses in the light curve, to ensure acceptable accuracy.

We have collected from the literature stellar parameters: masses, effective temperatures, radii, surface gravities and projected rotational velocities of the stars; and orbital parameters: orbital period, eccentricity, longitude of the periastron, radial velocity semi-amplitudes and orbital inclination. We did not restrict the morphology of the system or if it is from the Galaxy or the Magellanic Clouds. With these criteria, we acquired in total 140 stars in 70 eclipsing and double-lined spectroscopic binaries.

From this set of 140 stars, we pick a sample of 127 stars with masses  $M \geq 8 M_{\odot}$ , while in Eker et al. (2014) they have 42 stars in this mass range.

### 3. Sample characterization

The catalogue is organised as a table of 70 rows and 42 columns, where each row of data belongs to an eclipsing, double-lined spectroscopic binary. The columns with their description are given in Table 1.

We present two histograms plots to show the distribution of spectral types and luminosity classes of our sample. Figure 1 indicates the number of stars we acquire for each spectral type in a range from O3 to B4. It can be seen that the majority of them (56%) are between O9 and B1, while in the hotter extreme we found only two O3 and one O4. Figure 2 displays the number of stars for each luminosity class, where a 35% of them are dwarfs but our data still covers all the range of possible luminosity classes.

This sample consists of masses from  $\sim 8 M_{\odot}$  to  $\sim 43 M_{\odot}$  and temperatures from  $\sim 10\,000$  K to  $\sim 47\,000$  K.

64% of the binary systems selected were considered by the corresponding authors as detached binaries, 26% as semidetached and 10% as different kind of contact binaries. 77% of them are in the Milky Way, 21.5% belong to the Large Magellanic Cloud and 1.5% to the Small Magellanic Cloud.

### 4. First approach

In Figure 3 we present an effective temperature vs. mass plot of our sample of 127 stars with masses  $M \geq 8 M_{\odot}$ , where we discretise according to their luminosity class. The smaller number of evolved stars is a consequence of the difficulty of tracing their orbital motion due to their strong winds and the low probability to evolve both

\*It should be noted that the most reliable method is to apply the Kepler's law to visual binaries having a good estimation of their distance and orbital parameters. However, this is not the most commonly used method because it requires leaning on the astrometry of the system to be carried out, which is not an easy task.

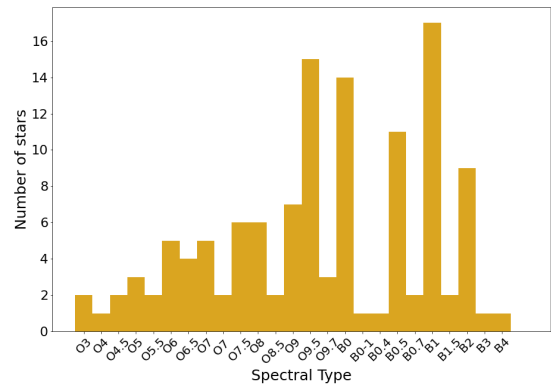


Figure 1: Histogram of spectral types of all the 140 stars included in the catalogue.

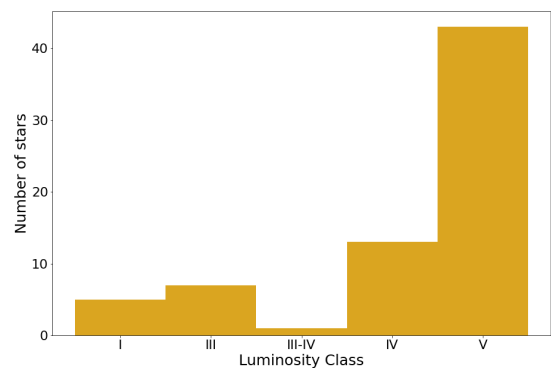


Figure 2: Histogram of luminosity classes of all the 140 stars included in the catalogue.

components to comparable size that allow the detection of eclipses.

As expected, it can be seen in Fig. 3 that dwarfs and giant stars tend to group in an approximately straight band. Such distribution in mass range is assumed to reflect that the spectral differences between luminosity classes are due to wind effects as well as to evolutionary effects. It is also possible that stars classified as giants are in the same evolutionary stage as dwarfs (i.e. core hydrogen burning) as showed Martins & Palacios (2017).

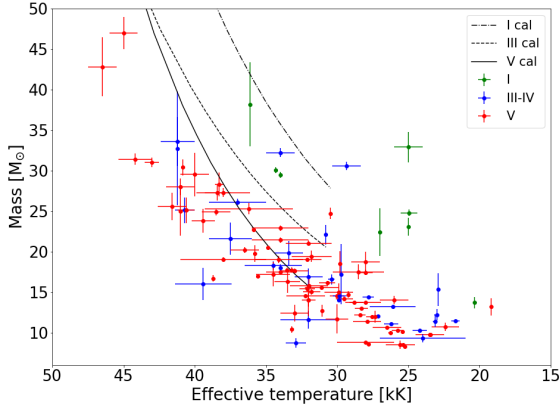
It can also be noticed that some of the latest mass calibrations for these spectral types (Martins et al., 2005) does not seem to trace the data well. However, it should be taken into account that those calibrations were based on a smaller number of masses and that differences in metallicities and rotational velocities among the stars could be associated to data dispersion.

### 5. Future work

This contribution principally aims at informing colleagues working in the field of massive stars about this work in progress, and let them know that our catalogue

Table 1: Description of the columns that contains the information of the binary system's components.

Column	Description	Notes
1	Star name	Common name (preferably Henry Draper catalogue)
2	Star name 2	Second most common name
3	Galaxy	Galaxy where the system belongs
4	SP Type	Spectral type of the components
5	Ref	Reference to spectral types
6	V	Apparent V magnitude of the system
7	Ref	Reference to the magnitude
8	Morf	Morfology of the system
9	$P_{orb}$ (d)	Orbital period
10	$e$	Eccentricity
11	$\omega$ (deg)	Longitude of the periastron
12	$K_1$ (km/s)	Radial velocity semi-amplitude of the primary
13	$q$	Mass ratio
14	$i$ (deg)	Orbital inclination
15/16	$M_1$ ( $M_{\odot}$ ) / $\sigma_{M_1}$ ( $M_{\odot}$ )	Absolute mass of the primary / Error of $M_1$
17/18	$M_2$ ( $M_{\odot}$ ) / $\sigma_{M_2}$ ( $M_{\odot}$ )	Absolute mass of the secondary / Error of $M_2$
19/20	$R_1$ ( $R_{\odot}$ ) / $\sigma_{R_1}$ ( $R_{\odot}$ )	Radius of the primary / Error of $R_1$
21/22	$R_2$ ( $R_{\odot}$ ) / $\sigma_{R_2}$ ( $R_{\odot}$ )	Radius of the secondary / Error of $R_2$
23	Ref	Reference to orbital parameters, $i$ , $M_1$ , $M_2$ , $R_1$ y $R_2$
24/25	$T_{eff1}$ (K) / $\sigma_{T_{eff1}}$ (K)	Effective temperature of the primary / Error of $T_{eff1}$
26/27	$T_{eff2}$ (K) / $\sigma_{T_{eff2}}$ (K)	Effective temperature of the secondary / Error of $T_{eff2}$
28/29	$\log g_1$ / $\sigma_{\log g_1}$	Surface gravity of the primary / Error of $\log g_1$
30/31	$\log g_2$ / $\sigma_{\log g_2}$	Surface gravity of the secondary / Error of $\log g_2$
32/33	$v \sin i_1$ / $\sigma_{v \sin i_1}$	Projected rotational velocity of the primary / Error of $v \sin i_1$
34/35	$v \sin i_2$ / $\sigma_{v \sin i_2}$	Projected rotational velocity of the secondary / Error of $v \sin i_2$
36	Ref	Reference to $T_{eff1}$ , $T_{eff2}$ , $\log g_1$ , $\log g_2$ , $v \sin i_1$ y $v \sin i_2$
37	flag <sub>VRa</sub>	flag qualifying the RV curve of the primary
38	flag <sub>VRb</sub>	flag qualifying the RV curve of the secondary
39	flag <sub>LC</sub>	flag qualifying the light curve
40/41	$d$ (pc) / $\sigma_d$ (pc)	Distance to the system / Error of $d$
42	Ref	Reference to $d$


 Figure 3: Mass vs.  $T_{eff}$  for 127 stars with  $M \geq 8 M_{\odot}$ . Lines: Martins et al. (2005, Tables 4 to 6) calibrations for observational  $T_{eff}$  scales.

will be released soon.

The next steps we foresee to accomplish are:

- To qualify radial velocity curves and light curves according to their accuracy and orbital coverage.

- To perform statistic analysis to characterize trends in the relations between the different parameters collected for the stars.
- To compute evolutionary tracks for different situations to compare with the data of our sample.

Once this work is complete, we will keep the sample updated and hosted in a public web site.

*Acknowledgements:* C. N. R. would like to acknowledge support from the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas through the Beca Interna Doctoral grant.

## References

- Barbá R.H., et al., 2017, J.J. Eldridge, J.C. Bray, L.A.S. McClelland, L. Xiao (Eds.), *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, vol. 329, 89–96
- Eker Z., et al., 2014, PASA, 31, e024
- Harmanec P., 1988, BAICz, 39, 329
- Martins F., Palacios A., 2017, A&A, 598, A56
- Martins F., Schaerer D., Hillier D.J., 2005, A&A, 436, 1049
- Popper D.M., 1980, ARA&A, 18, 115
- Sana H., et al., 2012, Science, 337, 444
- Torres G., Andersen J., Giménez A., 2010, A&A Rv, 18, 67
- Zinnecker H., Yorke H.W., 2007, ARA&A, 45, 481

# Explorando la marca química de formación de planetas: Análisis químico del sistema binario HD 202772A/B

M. Flores<sup>1,2</sup>, M. Jaque-Arancibia<sup>3</sup>, J. Yana Galarza<sup>4</sup>, J. Alacoria<sup>1</sup>, F. Gunella<sup>1</sup>, P. Miquelarena<sup>1,2</sup>, G.

Martín Girardi<sup>2</sup>, D. Calvo<sup>2</sup> & C. Saffe<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

<sup>3</sup> Departamento de Física y Astronomía, Universidad de La Serena, Chile

<sup>4</sup> Universidade de São Paulo, Departamento de Astronomia do IAG/USP, Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, 05508-900 São Paulo, SP, Brazil.

Contacto / matiasfloestrivigno@conicet.gov.ar

**Resumen** / Los sistemas binarios son laboratorios ideales para testear diversos procesos físicos, tal como la marca química de formación de planetas. El estudio de dicho proceso requiere de una determinación precisa de las abundancias químicas. En esta primer contribución, presentamos el cálculo de los parámetros atmosféricos fundamentales ( $T_{eff}$ ,  $\log g$ ,  $[Fe/H]$ , y  $v_{turb}$ ) obtenido para las estrellas HD 202772A y HD 202772B, utilizando al Sol como estrella de referencia. Este sistema es de particular interés, ya que ambas componentes son muy similares entre sí (G8V + G9V). Además, la estrella HD 202772A alberga un planeta tipo Júpiter caliente ( $P_{orb} = 3.3$  d,  $a = 0.05$  ua, y  $M_p = 1.01 M_{jup}$ ). Los parámetros atmosféricos fueron obtenidos mediante el empleo del programa Q<sup>2</sup>, el cual realiza el cálculo imponiendo los equilibrios de ionización y excitación de las líneas del Fe I y Fe II. Los datos aquí utilizados fueron adquiridos mediante un turno propio de observación con el espectrógrafo MIKE, el cual se encuentra adosado al telescopio Clay de 6.5 m del Observatorio Las Campanas, Chile.

**Abstract** / Binary systems are ideal laboratories for testing several physical processes, such as the chemical signature of planet formation. The study of this process requires a precise determination of the chemical abundances. In this first contribution, we present the fundamental atmospheric parameters ( $T_{eff}$ ,  $\log g$ ,  $[Fe/H]$ , and  $v_{turb}$ ) calculated for the stars HD 202772A and HD 202772B, using the Sun as reference star. This system is of particular interest, since both components are very similar to each other (G8V + G9V). In addition, the star HD 202772A hosts a hot Jupiter planet ( $P_{orb} = 3.3$  d,  $a = 0.05$  ua, and  $M_p = 1.01 M_{jup}$ ). The atmospheric parameters were obtained making use of the Q<sup>2</sup> program, which performs the calculations from the ionization and excitation balances of the Fe I and Fe II lines. The data used here were acquired through an own observing run with the MIKE spectrograph, which is attached to the 6.5 m Clay telescope at the Las Campanas Observatory, Chile.

**Keywords** / stars: abundances — planetary systems — binaries: general — stars: individual: (HD 202772A) — stars: individual: (HD 202772B)

## 1. Introducción

Meléndez et al. (2009, en adelante M09) sugirieron que el proceso de formación de planetas puede dar lugar a pequeñas anomalías químicas en la atmósfera estelar. Los autores encontraron que el Sol presenta una composición química peculiar cuando se lo compara con algunas estrellas gemelas solares. En particular, observaron una correlación entre las diferencias de abundancias (Sol con respecto al promedio de 11 gemelas solares) y la temperatura de condensación ( $T_c$ ) de los distintos elementos. Esta tendencia ha sido vinculada a la formación de planetas tipo rocoso. En particular los autores proponen que, durante el proceso de formación, los elementos refractarios ( $T_c > 900$  K) faltantes en la atmósfera solar posiblemente quedaron atrapados en el interior de los planetas terrestres, asteroides, y núcleos de planetas gigantes. Este escenario tendría un enorme alcance, ya

que de ser correcto, la marca química impondría nuevas e importantes condiciones al proceso de formación de planetas, incluyendo el modelado de las atmósferas de planetas y estrellas.

Si bien los resultados de M09 han sido validados por otros autores (e.g. Ramírez et al., 2010; Schuler et al., 2011; Saffe et al., 2015; Liu et al., 2020), a la fecha siguen bajo discusión. Algunos autores sostienen que las tendencias de  $T_c$  pueden verse afectadas por otros procesos tales como la evolución química galáctica, la edad estelar, el “Dust cleansing”, e incluso por la ingesta de planetas (“Planet engulfment”) (e.g. Önehag et al., 2011; Adibekyan et al., 2014; Nissen, 2015; Spina et al., 2015; Gustafsson, 2018). Afortunadamente, la mayoría de estos efectos pueden disminuirse mediante el análisis de sistemas binarios con componentes similares (e.g. Teske et al., 2016; Liu et al., 2018; Maia et al., 2019; Saffe et al., 2019).



Para investigar la posible marca química del proceso de formación de planetas, presentamos aquí un análisis diferencial preliminar del sistema binario HD 202772A/B (G8V + G9V).

## 2. Observaciones y reducción de los datos

Los datos fueron obtenidos con el espectrógrafo echele doble MIKE ( $R_{blue} \sim 83000$ ,  $R_{red} \sim 65000$ ), el cual se encuentra adosado al telescopio Clay de 6.5 m del Observatorio Las Campanas, Chile.

Ambas componentes fueron observadas una a continuación de la otra con la misma configuración instrumental, al igual que el asteroide Vesta (espectro solar). Los espectros tienen una S/N  $\sim 400$  en una región cercana a  $\sim 6340 \text{ \AA}$ , cubriendo un rango de  $3330 \text{ \AA}$  a  $8280 \text{ \AA}$ . Nuestros datos fueron reducidos mediante la distribución CARPY\*. La normalización, corrección por velocidad radial y combinación de los espectros fueron realizadas con IRAF\*\*, como así también la medición de los anchos equivalentes.

## 3. Análisis y Resultados

### 3.1. Determinación de los parámetros atmosféricos fundamentales

Los parámetros estelares atmosféricos ( $T_{eff}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , y  $v_{turb}$ ) de HD 202772A y HD 202772B fueron diferencialmente determinados usando al Sol como estrella de referencia, para el que se adoptó una  $T_{eff} = 5777 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.44$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ , y  $v_{turb} = 1.0 \text{ km s}^{-1}$ . Previo a la búsqueda de los equilibrios de ionización y excitación de las líneas del Fe I y Fe II, se realizó la medición manual de los anchos equivalentes de las líneas presentes en los espectros. Para llevar adelante este análisis se ha empleado el código Q<sup>2</sup> (Ramírez et al., 2014).

Como resultado, los parámetros de HD 202772A junto a sus incertezas son:  $T_{eff} = 6484 \text{ K} \pm 24$ ,  $\log g = 4.08 \pm 0.04$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.203 \pm 0.015$ , y  $v_{turb} = 2.12 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$ . Mientras que para HD 202772B se obtuvo:  $T_{eff} = 6390 \text{ K} \pm 20$ ,  $\log g = 4.36 \pm 0.04$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.263 \pm 0.014$ , y  $v_{turb} = 1.83 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ . Se observa claramente que la condición de equilibrio espectroscópico ha sido satisfecha para ambos objetos (ver Fig. 1).

### 3.2. Cálculo de las edades y masas estelares

Para calcular las edades y masas de HD 202772A y HD 202772B, usamos el método de ajuste de isócronas

\*<https://code.obs.carnegiescience.edu/carnegie-python-distribution>

\*\*IRAF is distributed by the National Optical Astronomical Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

mediante el código Q<sup>2</sup> que emplea los modelos de evolución estelar de Yonsei-Yale (Yi et al., 2001; Demarque et al., 2004). A diferencia del método tradicional, el cual usa solo la magnitud absoluta para calcular edades, nosotros también incluimos la gravedad superficial y los paralajes precisos de Gaia EDR3 (Gaia Collaboration et al., 2021). Las edades y masas fueron estimadas en  $1.70 \pm 0.50 \text{ Gyr}$ ,  $1.70 \pm 0.01 M_{\odot}$  y  $0.26 \pm 0.5 \text{ Gyr}$ ,  $1.3 \pm 0.01 M_{\odot}$  para HD 202772A y HD 202772B, respectivamente.

## 4. Conclusiones

De este análisis preliminar, se advierte que la estrella B es más metálica que su compañera ( $\sim 0.06 \text{ dex}$ ), y además menos evolucionada. Este resultado está de acuerdo con las masas derivadas con Q<sup>2</sup>,  $1.70 \pm 0.01 M_{\odot}$  y  $1.30 \pm 0.01 M_{\odot}$  para la componente A y B, respectivamente.

Como trabajo a futuro, se planea redeterminar los parámetros atmosféricos de la binaria, pero utilizando una de las componentes como estrella de referencia. Posteriormente se calcularán las abundancias químicas diferenciales para el resto de los elementos, incluyendo aquéllos con estructura hiperfina. De esta manera se obtendrá una mejor precisión en el cálculo de las abundancias químicas, lo que nos permitiría determinar con mayor precisión si la menor metalicidad de HD 202772A está asociada al proceso de formación de planetas, resultado que favorecería el escenario propuesto por M09.

*Agradecimientos:* J. A. y P. M. agradecen el apoyo brindado por CONICET mediante la asignación de becas doctorales. J.Y.G. agradece el financiamiento otorgado por CNPq (166042/2020-0).

## Referencias

- Adibekyan V.Z., et al., 2014, A&A, 564, L15  
 Demarque P., et al., 2004, ApJS, 155, 667  
 Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1  
 Gustafsson B., 2018, A&A, 620, A53  
 Liu F., et al., 2018, A&A, 614, A138  
 Liu F., et al., 2020, MNRAS, 495, 3961  
 Maia M.T., et al., 2019, A&A, 628, A126  
 Meléndez J., et al., 2009, ApJL, 704, L66  
 Nissen P.E., 2015, A&A, 579, A52  
 Önehag A., et al., 2011, A&A, 528, A85  
 Ramírez I., et al., 2010, A&A, 521, A33  
 Ramírez I., et al., 2014, A&A, 572, A48  
 Saffe C., Flores M., Buccino A., 2015, A&A, 582, A17  
 Saffe C., et al., 2019, A&A, 625, A39  
 Schuler S.C., et al., 2011, ApJL, 737, L32  
 Spina L., et al., 2015, A&A, 582, L6  
 Teske J.K., et al., 2016, AJ, 152, 167  
 Yi S., et al., 2001, ApJS, 136, 417

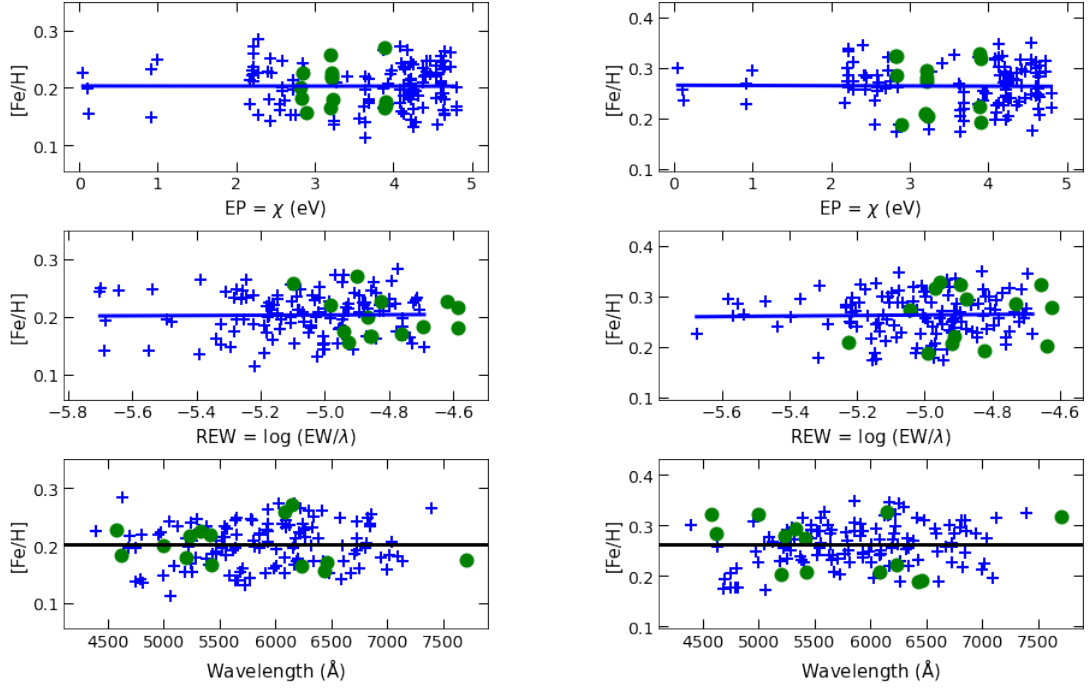


Figura 1: (desde arriba hacia abajo), panel izquierdo (derecho): abundancias diferenciales en función del potencial de excitación, ancho equivalente reducido, y longitud de onda para HD 202772A (HD 202772B) relativo al Sol. Las líneas del Fe I y Fe II se indican en azul y verde, respectivamente. Las líneas continuas en azul son los ajustes lineales del Fe I. La abundancia promedio del hierro de todas las líneas se muestran en el panel inferior.

# Efectos de una nueva prescripción de frenado magnético en la evolución de sistemas binarios ultracompactos

M. Echeveste<sup>1,2</sup>, M.L. Novarino<sup>1,2</sup>, O.G. Benvenuto<sup>1,2,3</sup> & M.A. De Vito<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

Contacto / mecheveste@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Estudiamos la formación de sistemas binarios ultracompactos con emisión en rayos X (SBUX) a partir de la evolución binaria. Un punto clave a la hora de considerar la posibilidad de formar SBUXs mediante este canal es la pérdida de momento angular del sistema, en particular debido al frenado magnético (FM). Recientemente, se ha mostrado que la ley de FM más utilizada en los cálculos de evolución binaria lleva a discrepancias con algunas observaciones. Además, las binarias que evolucionan bajo esta ley tienen muy bajas probabilidades de formar SBUXs (problema de *fine-tuning*). Distintos autores han calculado secuencias evolutivas utilizando el código MESA empleando una prescripción de FM distinta de la estándar, y han llegado a resultados dispares entre sí. Teniendo en cuenta que contamos con un código de evolución binaria completamente independiente, calculamos secuencias evolutivas bajo esta nueva ley de FM. Encontramos que la cantidad de SBUXs que pueden ser formados aumenta, pero no es posible reproducir binarias de órbitas abiertas. Por lo tanto, concluimos que bajo esta prescripción de FM pueden formarse mayor cantidad de SBUXs, aunque dicha prescripción no sería una alternativa viable a una ley de FM universal.

**Abstract** / We study the formation of ultracompact X-ray binaries (UCXBs) through binary evolution. A key point when considering the possibility of forming SBUXs by this channel is the angular momentum loss from the system, particularly by magnetic braking (MB). Recently, it has been shown that the most common MB prescription used in binary calculations leads to discrepancy with some observations. Besides, binaries evolving under this law have very low probability of becoming UCXBs (fine-tuning problem). Different authors have calculated evolutionary sequences using the MESA code, employing a new MB prescription and, remarkably, obtained disparate results. Considering that we have a completely independent binary evolutionary code, we calculate evolutionary paths with this new MB prescription. We found that the number of UCXBs that can be formed increases, but it is not possible to reproduce wide-orbit binaries. We conclude that under this MB more UCXBs can be formed, although this prescription would not be a viable candidate for a universal MB law.

**Keywords** / binaries: close — binaries: general — stars: evolution

## 1. Introducción

Los sistemas binarios ultracompactos con emisión en rayos X (SBUXs) son binarias con periodo orbital  $P_{orb} \leq 1$  h y están compuestos por una estrella de baja masa deficiente en hidrógeno que transfiere materia y momento angular a una estrella compacta (un agujero negro o una estrella de neutrones, EN). Los SBUXs que se encuentran en el campo tienen bajas probabilidades de haber interactuado con otras estrellas y entonces el canal de formación en este caso invoca la presencia de una binaria de baja masa (SBBM) aislada. En los SBBM una de las componentes es una estrella (a la que llamamos donante) que transfiere masa y momento angular a su compañera (un objeto compacto) a través del desborde de su lóbulo de Roche. Cuando la transferencia de masa termina, el sistema puede ser observado como un púlsar binario de milisegundos (PBMS) (Bhattacharya & van den Heuvel, 1991; Tauris & Van Den Heuvel, 2010). Los sistemas que llegan a tener periodos orbitales muy cortos ( $P_{orb} \simeq 2-9$  h) y estrellas donantes de masa extremadamente chica ( $M_2 \simeq 0.2M_{\odot}$ ) tienen órbitas suficientemente apretadas

como para que la radiación gravitatoria (RG) achique la órbita y la estrella donante vuelva a llenar su lóbulo de Roche, permitiendo que ocurra otro episodio de transferencia de masa, y se forme un SBUX (Nelemans et al., 2010; Heinke et al., 2013). Cabe mencionar que los SBUXs son los principales candidatos a ser observados como fuentes de ondas gravitatorias por futuros observatorios (como LISA, Amaro-Seoane et al., 2017) por lo que estudiar su formación resulta relevante.

Resumiendo, bajo ciertas condiciones iniciales, SBBMs, PBMSs y SBUXs son distintos estadios de una misma secuencia evolutiva. Un punto clave cuando se considera la posibilidad de formar un SBUX mediante este canal es la pérdida de momento angular del sistema, a través de la masa que se escapa del sistema, el frenado magnético (FM) y la RG. La ley de FM es particularmente incierta. La más utilizada en simulaciones de binarias de baja masa es la derivada por Verbunt & Zwaan (1981); Rappaport et al. (1983). Se basa en la ley empírica de Skumanich (Skumanich, 1972), que fue construida para describir estrellas de Secuencia Princi-

pal como nuestro Sol. Sin embargo, como fue señalado por Van et al. (2019), el FM podría ser distinto para otro tipo de estrellas donantes (Mestel, 1968; Mestel & Spruit, 1987; Kawaler, 1988).

Los cálculos evolutivos de SBBMs enfrentan algunos inconvenientes cuando se utiliza la ley de Skumanich. Por un lado, la distribución de períodos orbitales de PBMSs que descienden de SBBMs no es compatible con las observaciones, especialmente para períodos entre 0.1 y 1.0 d (Pfahl et al., 2003; Istrate et al., 2014; Shao & Li, 2015). Además, la tasa de acreción de masa del objeto compacto inferida observacionalmente es un orden de magnitud más alta que la que se deduce de los cálculos donde se utiliza esta ley (Pfahl et al., 2003; Shao & Li, 2015; Pavlovskii & Ivanova, 2016; Van et al., 2019). Por otra parte, se ha mostrado que los SBUXs son muy difíciles de formar bajo esta ley. Solo sistemas con masa de la estrella donante y período orbital inicial en un rango de valores muy acotado pueden evolucionar hacia SBUXs (problema de *fine-tuning*) (van der Sluys et al., 2005a,b; Istrate et al., 2014; Echeveste et al., 2019).

Van et al. (2019) investigaron modificaciones a la ley de Skumanich y estudiaron sus implicancias en la tasa de acreción de masa de SBBMs. Presentaron tres nuevas prescripciones de FM que incluyen un escaleo de la fuerza del campo magnético con el tiempo de circulación convectiva y la pérdida de masa por vientos. Posteriormente, Romero & Istrate (2019) y Chen et al. (2021) estudiaron la evolución de SBBMs y la formación de PBMSs bajo estas prescripciones, usando el código MODULES FOR EXPERIMENTS IN STELLAR ASTROPHYSICS (MESA version 12115, Paxton et al., 2011). Sus resultados muestran que los caminos evolutivos de estas binarias son fuertemente dependientes de la prescripción de FM considerada. Sin embargo, existen algunas discrepancias entre los resultados de estos autores, como explícitamente mencionan Chen et al. (2021).

En este trabajo usamos una de las prescripciones propuesta por Van et al. (2019) con el fin de estudiar el canal evolutivo que comienza con una SBBM, pasa por PBMS con una enana blanca de muy baja masa y termina como un SBUX.

## 2. Modelo y código binario

Calculamos secuencias evolutivas con el código de evolución binaria presentado en Benvenuto & De Vito (2003). Hemos incorporado al código el efecto que tiene la energía de ligadura de la EN en la cantidad total de materia que esta puede ganar. Estudiamos el caso conservativo, i.e. la masa total del sistema binario permanece constante. Despreciamos el *overshooting*, asumimos un parámetro de *mixing-length*  $\alpha = 2$  y metalicidad solar para la estrella donante. Consideramos que la rotación de la estrella donante está sincronizada con el período orbital, tal como suele asumirse en el estudio de SBBMs (Romero & Istrate, 2019; Deng et al., 2021). Consideramos pérdida de momento angular por RG y FM. La pérdida de momento angular por FM fue modelada siguiendo a Van et al. (2019):

$$\frac{dJ_{FM}}{dt} = \frac{dJ_{FM,Sk}}{dt} \left( \frac{\omega_2}{\omega_\odot} \right)^\beta \left( \frac{\tau_{conv}}{\tau_{\odot,conv}} \right)^\xi \left( \frac{\dot{M}_{2,viento}}{\dot{M}_{\odot,viento}} \right)^\alpha,$$

donde  $\omega_2$  y  $\dot{M}_{2,viento}$  son la velocidad de rotación y la tasa de pérdida de masa por vientos de la estrella donante, respectivamente; y  $\tau_{conv}$  es el tiempo de circulación convectiva. Los subíndices  $\odot$  indican valores para el Sol, y  $\alpha, \beta, \xi$  son parámetros que pueden tomar distintos valores (ver Van et al., 2019).  $dJ_{FM,Sk}$  es la ley de FM derivada por Rappaport et al. (1983):

$$\frac{dJ_{FM,Sk}}{dt} = -3.8 \times 10^{-30} M_2 R_\odot^4 \left( \frac{R_2}{R_\odot} \right)^{\gamma_{mb}} \omega_2^3 \text{ dyn cm},$$

donde  $R_2$  es el radio de la estrella donante y  $\gamma_{mb} = 4$  corresponde a la ley estándar de Skumanich (Verbunt & Zwaan, 1981). En este trabajo usamos  $\omega_\odot = 3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ,  $\tau_{\odot,conv} = 2.8 \times 10^6 \text{ s}$  y  $\dot{M}_{\odot,viento} = 2.54 \times 10^{-14} M_\odot \text{ año}^{-1}$  (Carroll & Ostlie, 2006).

Según Van et al. (2019),  $\beta, \xi$  y  $\alpha$  en la Ec. (2) pueden tomar distintos valores, que resultan en cuatro prescripciones distintas para el FM. Aquí estudiaremos el caso “Intermedio” (FM3), en el que  $(\beta, \xi, \alpha) = (0, 2, 1)$ .

Para modelar el viento estelar utilizamos la expresión derivada en Reimers (1975). Para el tiempo de circulación convectiva usamos la expresión dada en Hurley et al. (2002).

## 3. Estudios previos con la prescripción FM3

Chen et al. (2021) analizaron los efectos de la prescripción FM3 en la evolución de sistemas binarios formados por una EN de  $1.3 M_\odot$  y una estrella donante de  $1.25 M_\odot$ . Encontraron que el problema de *fine-tuning* en la formación de SBUXs se mitiga, pero no pudieron reproducir binarias de órbitas abiertas. Esto se debe a que a partir de  $P_{orb,i} \gtrsim 25 \text{ d}$  la tasa de transferencia de masa alcanza valores muy altos (hasta  $10^{-4} M_\odot \text{ año}^{-1}$ ) llevando al sistema a una fase de envoltura común, e imposibilitando los cálculos debido a inestabilidades numéricas.

Romero & Istrate (2019) también calcularon la evolución de binarias bajo esta prescripción. Encontraron que el problema de *fine-tuning* en la formación de SBUXs también se mitiga. Además, pudieron calcular secuencias evolutivas con  $P_{orb,i}$  de hasta 105 d sin sufrir inestabilidades numéricas por tasas de transferencia de masa demasiado altas. Encontraron que todos los sistemas con  $P_{orb,i} \gtrsim 25 \text{ d}$  terminan su evolución con  $P_{orb}$  mayor que el inicial, por lo que, a diferencia de lo hallado por Chen et al. (2021), sí pudieron reproducir binarias de órbitas abiertas.

## 4. Resultados

Motivados por las discrepancias entre los trabajos mencionadas anteriormente, reprodujimos secuencias evolutivas de binarias formadas por una estrella donante de  $1.25 M_\odot$  y una EN de  $1.3 M_\odot$  con  $P_{orb,i}$  entre 3 y 110 d con nuestro propio código de evolución binaria.

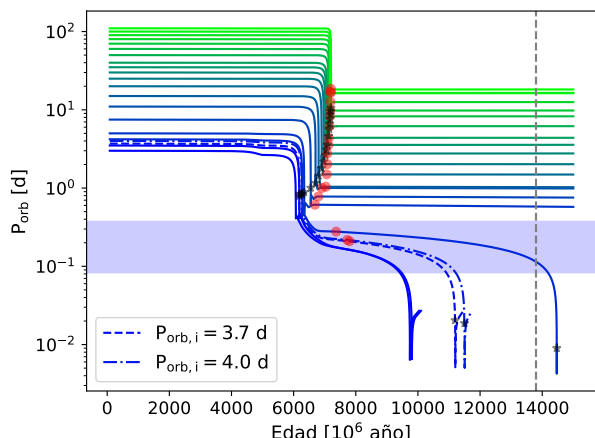


Figura 1: Período orbital en función del tiempo de binarias formadas por una estrella donante de  $1.25 M_{\odot}$  y una EN de  $1.3 M_{\odot}$  bajo la prescripción FM3 y  $P_{orb,i}$  entre 3 y 110 d. La línea vertical indica la edad del Universo. La franja horizontal indica  $P_{orb} = 2-9$  h. Las estrellas negras/puntos rojos indican el comienzo/fin de la transferencia de masa. Las curvas de línea punteada corresponden a sistemas que llegan a SBUX en una edad menor a la edad del Universo.

Respecto a la formación de SBUXs, buscamos sistemas que en algún momento de su evolución pasen por el estadio de PBMS, alcanzando  $P_{orb} = 2-9$  h sin tener transferencia de masa entre sus componentes; que luego achiquen su órbita gracias a la RG hasta que la estrella donante llene su lóbulo de Roche y vuelva a comenzar la transferencia de masa, alcanzando  $P_{orb} \leq 1$  h y formando así un SBUX. Encontramos que la ventana en  $P_{orb,i}$  para formar SBUXs es de  $\simeq 1$  d, mitigando así el problema de *fine-tuning*. En lo que respecta a la formación de binarias de órbitas abiertas, nuestros resultados difieren de lo hallado por Romero & Istrate (2019), ya que todas nuestras secuencias evolutivas terminan con  $P_{orb}$  más chico que el inicial, como se puede ver en la Fig. 1. Por lo tanto, al igual que Chen et al. (2021), no encontramos binarias que evolucionen hacia órbitas abiertas. En nuestro caso, las secuencias evolutivas de sistemas con  $P_{orb,i} > 110$  d tienen tasas de transferencia de masa  $\gtrsim 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , dando lugar a una fase de envoltura común. La Fig. 2 muestra la evolución de la tasa de transferencia de masa en función del tiempo. Como puede verse, el sistema con  $P_{orb,i} = 110$  d alcanza  $\dot{M}_2 \lesssim 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ .

## 5. Conclusiones

Adoptando la ley “Intermedia” de FM propuesta por Van et al. (2019) hemos encontrado que el rango de períodos iniciales de SBBMs que pueden evolucionar a SBUXs via un PBMS aumenta en comparación con los modelos donde se utiliza la ley de FM standard. Esto indica que la FM3 podría ayudar a mitigar el problema de *fine-tuning*. Esta contribución constituye un primer paso de un estudio más amplio, en el que incluiremos un estudio paramétrico completo que nos permita estimar

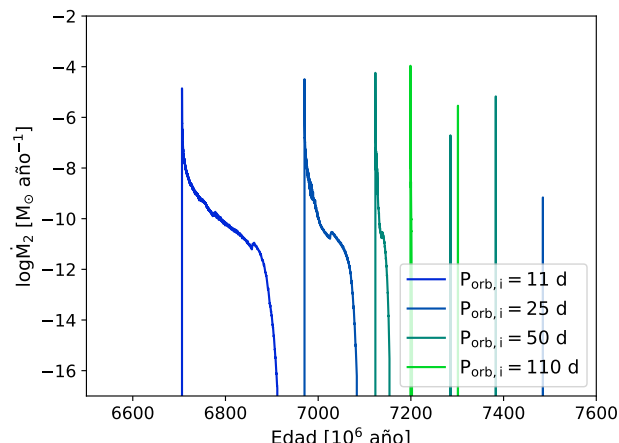


Figura 2: Tasa de transferencia de masa en función del tiempo de sistemas con  $P_{orb,i} = 11, 25, 50, 110$  d.

la fracción de SBBM que crean SBUXs. Por otro lado, nuestros resultados muestran que aplicar esta ley imposibilita la formación de binarias de órbitas abiertas, por lo que, en su presente forma, esta ley no resultaría una alternativa viable a ley de FM universal.

## Referencias

- Amaro-Seoane P., et al., 2017, arXiv e-prints, arXiv:1702.00786  
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., 2003, MNRAS, 342, 50  
 Bhattacharya D., van den Heuvel E.P.J., 1991, PhR, 203, 1  
 Carroll B.W., Ostlie D.A., 2006, *An introduction to modern astrophysics and cosmology*, Cambridge University Press  
 Chen H.L., et al., 2021, MNRAS, 503, 3540  
 Deng Z.L., et al., 2021, ApJ, 909, 174  
 Echeveste M., et al., 2019, BAAA, 61, 87  
 Heinke C.O., et al., 2013, ApJ, 768, 184  
 Hurley J.R., Tout C.A., Pols O.R., 2002, MNRAS, 329, 897  
 Istrate A.G., Tauris T.M., Langer N., 2014, A&A, 571, A45  
 Kawaler S.D., 1988, ApJ, 333, 236  
 Mestel L., 1968, MNRAS, 138, 359  
 Mestel L., Spruit H.C., 1987, MNRAS, 226, 57  
 Nelemans G., et al., 2010, MNRAS, 401, 1347  
 Pavlovskii K., Ivanova N., 2016, MNRAS, 456, 263  
 Paxton B., et al., 2011, ApJS, 192, 3  
 Pfahl E., Rappaport S., Podsiadlowski P., 2003, ApJ, 597, 1036  
 Rappaport S., Verbunt F., Joss P.C., 1983, ApJ, 275, 713  
 Reimers D., 1975, Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege, 8, 369  
 Romero A.D., Istrate A.G., 2019, G.H. Tovmassian, B.T. Gansicke (Eds.), *Compact White Dwarf Binaries*, 13  
 Shao Y., Li X.D., 2015, ApJ, 809, 99  
 Skumanich A., 1972, ApJ, 171, 565  
 Tauris T.M., Van Den Heuvel E.P.J., 2010, *Formation and evolution of compact stellar X-ray sources*, 623  
 Van K.X., Ivanova N., Heinke C.O., 2019, MNRAS, 483, 5595  
 van der Sluys M.V., Verbunt F., Pols O.R., 2005a, A&A, 431, 647  
 van der Sluys M.V., Verbunt F., Pols O.R., 2005b, A&A, 440, 973  
 Verbunt F., Zwaan C., 1981, A&A, 100, L7

# Caracterización de la actividad magnética de un conjunto de estrellas M a partir de la base de datos de *SOPHIE*

C.G. Oviedo<sup>1</sup>, A.P. Buccino<sup>1</sup> & R.F. Díaz<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> International Center for Advanced Studies, CONICET-UNSAM, Argentina

Contacto / coviedo@iafe.uba.ar

**Resumen** / Durante las últimas décadas, las estrellas M han cobrado sustancial interés en la búsqueda de exoplanetas debido no solamente a la alta ocurrencia de planetas tipo terrestres sino también a que es mayor la facilidad de detección de planetas de baja masa. Sin embargo, una de las mayores limitaciones en el estudio de sistemas planetarios extrasolares usando el método de la velocidad radial es la presencia de los ciclos de actividad de las estrellas. En este trabajo, presentamos las bases para encarar un estudio único de actividad en aquellas estrellas dM que son blancos en programas de búsquedas de planetas. A partir de la extensa base de datos del espectrógrafo *SOPHIE* instalado en el telescopio de 1,93 m en el Observatorio de Haute-Provence (CNRS), Francia, realizamos la intercalibración entre indicadores estándar de actividad estelar en un conjunto de 14 estrellas M.

**Abstract** / During the last decades, M stars have gained substantial interest in the search for exoplanets due not only to the high occurrence of terrestrial-type planets but also to the greater ease of detection of low-mass planets. However, one of the major limitations in the study of extrasolar planetary systems using the radial velocity method is the presence of the activity cycles of the stars. In this work, we present the first steps to perform a unique study of activity in those dM stars that are targets in planet search programs. From the extensive database of the *SOPHIE* spectrograph installed on the 1.93 m telescope at the Haute-Provence Observatory (CNRS), France, we performed the intercalibration among standard indicators of stellar activity in a set of 14 M stars.

*Keywords* / stars: activity — techniques: spectroscopic

## 1. Introducción

La detección de planetas tipo Tierra es uno de los grandes logros científicos de las últimas décadas. Sin embargo, una de las mayores limitaciones astrofísicas en el estudio de sistemas planetarios extrasolares, usando el método de la velocidad radial, son los fenómenos conocidos como actividad estelar, que incluyen, además de las fulguraciones, la presencia de regiones activas y la granulación que dificultan y limitan la detección de planetas de tipo terrestre y pueden producir falsas detecciones (ej. Dumusque 2018).

Durante las últimas décadas, las estrellas M han cobrado sustancial interés en la búsqueda de exoplanetas debido no solamente a la alta ocurrencia de planetas tipo terrestres sino también a que es mayor la facilidad de detección de planetas de baja masa. Estudiar en general la actividad estelar, y en particular la caracterización de las estrellas con planetas, es fundamental para avanzar en el conocimiento sobre los planetas de tipo terrestre, y para la caracterización de su habitabilidad. Bajo el objetivo final de estudiar la actividad de largo plazo en estrellas Ms con planetas, en primer lugar presentamos la base de datos del espectrógrafo *SOPHIE* instalado en el telescopio de 1,93 m en el Observatorio de Haute-Provence (CNRS). En segundo lugar, intercalibramos los indicadores de actividad obtenidos de los espectros de *SOPHIE* para una muestra de 14 enanas

M0-M3 con indicadores estándar de actividad estelar (índice de Mount Wilson).

## 2. Observaciones

El espectrógrafo destinado a la observación de los fenómenos de los interiores estelares y de los exoplanetas (*SOPHIE*, por sus siglas en Francés) es un espectrógrafo tipo échelle de dispersión cruzada, de alta resolución ( $R=40000-75000$ ) que se encuentra en el telescopio reflector de 1,93 m en el Observatorio de Haute-Provence situado en el sureste de Francia. Los espectros cubren el rango de longitud de onda 3872-6943 Å. A partir de estos espectros, se pueden obtener velocidades radiales mediante técnicas de correlación cruzada numérica con precisión de hasta 2-3 m/s en estrellas de tipo tardío F, G, K y M, dependiendo de la relación señal/ruido (S/N) del espectro. Por otro lado, su amplia cobertura espectral permite caracterizar los indicadores de actividad desde la baja hasta la alta cromosfera. En la Fig. 1 mostramos un espectro de *SOPHIE* para una estrella de tipo M, donde indicamos las líneas Ca II K y H y la línea H $\alpha$ .

### 2.1. Muestra

La base de datos de *SOPHIE* provee miles de espectros de alta resolución de cientos de estrellas brillantes. Me-

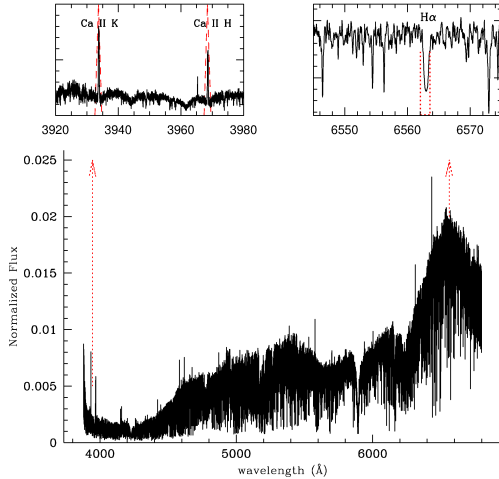


Figura 1: Espectro de la base de datos de *SOPHIE* para estrella dM. En zoom con una línea roja discontinua mostramos las dos líneas Ca II K y Ca II H en emisión y, además, la región H $\alpha$ .

diante rutinas propias realizadas con la biblioteca *pandas* del lenguaje de programación *Python*, identificamos 500 estrellas de secuencia principal de tipo M observadas entre los años 2007 y 2019 con el espectrógrafo *SOPHIE*.

Para caracterizar la muestra, en la Fig. 2 presentamos la distribución de las estrellas dM observadas por *SOPHIE* por intervalo de magnitud, podemos observar que la magnitud promedio es de  $m_V = 12$ . En la Fig. 3 mostramos la distribución según la relación S/N de todos los espectros *SOPHIE* de esta muestra y observamos que la mayoría presenta una relación S/N  $\sim 50$ .

Con el análisis exploratorio de los datos, construimos la matriz de correlación de Pearson para identificar las variables (*timespan*, *n\_obs*, *mv*, entre otras) que mejor correlacionaban, la cual podemos ver en la Fig. 4. Obtuvimos que la mejor relación fue entre las variables estadísticas intervalo de muestreo a lo largo del tiempo (*timespan*) y la cantidad de objetos que fueron más observados (*quart\_val2*), lo cual nos sugiere que gran parte de los objetos tienen observaciones dentro de un año y la otra gran mayoría de alrededor de 6 años.

### 3. Índice de Mount Wilson-*SOPHIE*

Las variaciones en el flujo de las líneas Ca II H (3968 Å) y K (3933 Å) son los indicadores de actividad más sensibles y fidedignos para monitorear la actividad de una estrella en el rango visible, ya que la intensidad de la emisión en estas líneas aumenta según al calentamiento producido por las inhomogeneidades magnéticas locales (Baliunas et al., 1995).

A partir de las líneas de Ca II H y K se define el índice  $S$  adimensional (Wilson, 1978) denominado índice de Mount Wilson:

$$S = \alpha \left( \frac{H + K}{V + R} \right), \quad (1)$$

donde H y K son las cuentas medidas en las líneas Ca II utilizando un filtro pasabanda triangular, V y R son

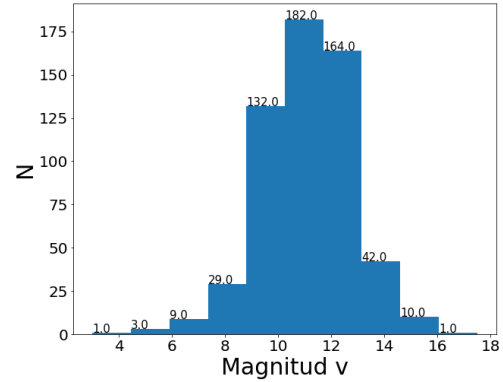


Figura 2: Histograma de la magnitud en el filtro V para las estrellas de la base de datos del espectrógrafo *SOPHIE*.

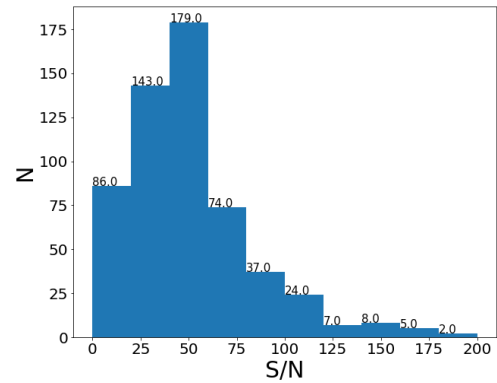


Figura 3: Histograma de la relación S/N para los objetos del dataset del espectrógrafo *SOPHIE*.

las cuentas en las ventanas del continuo adyacente a las líneas de Ca II,  $\alpha$  es la razón entre los anchos de las ventanas de integración. El índice de Mount Wilson es una medida standard de actividad estelar, muestra variaciones en todas las escalas de tiempo, incluyendo escalas cortas con respecto al período de rotación y variaciones a largo plazo asociadas con ciclos de actividad. De esta manera, permite detectar ciclos de actividad en estrellas frías (e.j. Ibañez Bustos et al. 2019). A la fecha no se ha determinado un índice de Mount Wilson para los espectros de *SOPHIE*. Con el fin de intercalibrar el índice de actividad de *SOPHIE* en función del índice standard de Mount Wilson, nos basamos en mediciones del índice de Mount Wilson definido en Astudillo-Defru et al. (2017) a partir de los espectros de *HARPS* de las estrellas de nuestra muestra. El espectrógrafo *HARPS* se encuentra instalado en el telescopio de 3,6m de ESO en La Silla, Chile. En primer lugar, identificamos el subconjunto de 62 estrellas que fueron observadas por ambos espectrógrafos *HARPS* y *SOPHIE*. De las 62 estrellas, sólo 14 presentaban espectros *SOPHIE* con  $S/N \geq 70$  que permitiera tener una medición confiable de la actividad en las líneas de Ca II. Una vez filtrados los espectros, calculamos un índice medio  $X$  a partir de las

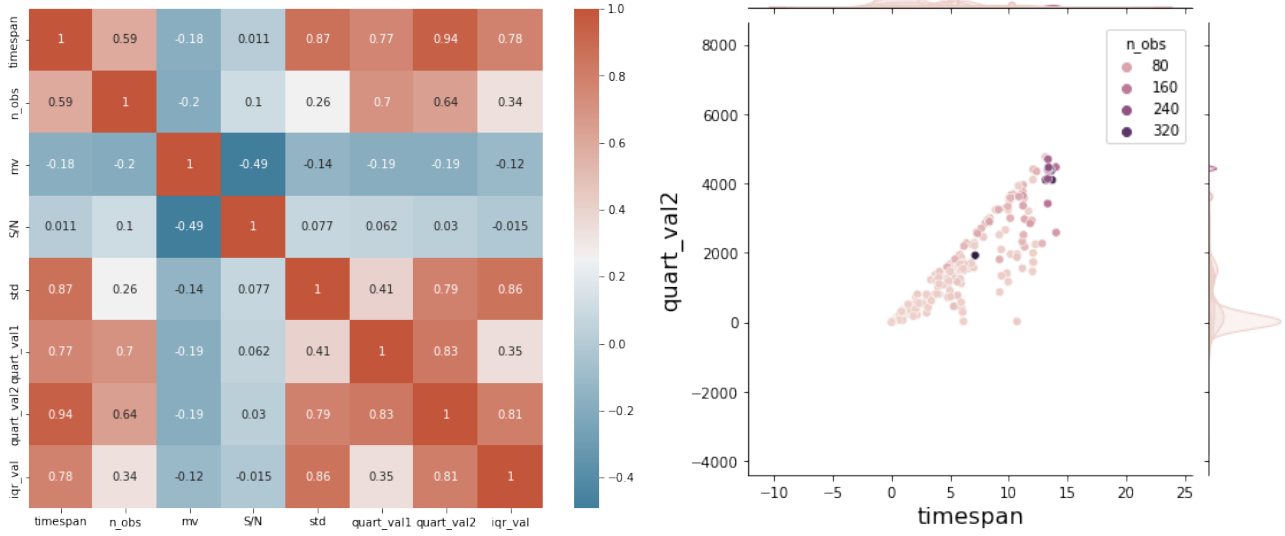


Figura 4: *Panel izquierdo*: la matriz de correlación de Pearson entre las diferentes variables del dataset de *SOPHIE*. *Panel derecho*: Se puede observar una fuerte correlación entre las variables estadísticas *intervalo de tiempo* (*timespan*) y la *cantidad de objetos más observados* (*quart\_val2*).



Figura 5: Calibración entre los índices *X* del espectrógrafo *SOPHIE* y el índice de Mount Wilson. El ajuste obtenido por cuadrados mínimos se marca con línea llena, dado por la ecuación:  $S = aX + b$ , donde  $a = (1, 20 \pm 0, 02)$  y  $b = (-0, 50 \pm 0, 02)$  con coeficiente de Pearson de 0,88. Las áreas sombreadas indican los puntos que se apartan en  $1\sigma$  del ajuste.

líneas de Ca II para los espectros de *SOPHIE* y obtuvimos un índice medio de Mount Wilson para los espectros de *HARPS*. En la Fig. 5 presentamos el mejor ajuste logrado y la intercalibración entre los índices.

#### 4. Conclusiones

A partir de la extensa base de datos de *SOPHIE* identificamos aquellas estrellas dM que poseen al menos una observación anual que permitirá estudiar los ciclos estelares.

En primer lugar, encontramos que 500 estrellas dM fueron observadas entre 2007 y 2021 por *SOPHIE*. Al

realizar un análisis exploratorio de los datos, encontramos que el 30% de las estrellas de la muestra fueron observadas sostenidamente a lo largo de al menos 10 años. Con el objetivo de comparar los niveles de actividad de la muestra con otras estrellas, así como también unir diferentes bases de datos para realizar un estudio de largo plazo de la actividad de la muestra, en el presente trabajo obtuvimos el índice de Mount Wilson para los espectros de *SOPHIE*. Para un conjunto de 14 estrellas dM de nuestra base de datos intercalibramos el índice medio de Mount Wilson derivado de espectros *HARPS* con el índice de Ca II calculado en espectros *SOPHIE* que presentaban una relación  $S/N \geq 70$  para así poder obtener un indicador confiable de actividad. De esta manera, logramos por primera vez obtener un índice standard de actividad estelar para los espectros de *SOPHIE*.

Cabe destacar que a partir de estos resultados preliminares se podrá caracterizar la muestra en actividad, detectar patrones de variabilidad a largo plazo (e.j. ciclos estelares). Finalmente, se planea discriminar en las velocidades radiales las señales asociadas a la actividad estelar de largo plazo y su inferencia para la detección de exoplanetas.

#### Referencias

- Astudillo-Defru N., et al., 2017, *A&A*, 605, L11  
 Baliunas S.L., et al., 1995, *ApJ*, 438, 269  
 Dumusque X., 2018, *A&A*, 620, A47  
 Ibañez Bustos R.V., et al., 2019, *MNRAS*, 483, 1159  
 Wilson O.C., 1978, *ApJ*, 226, 379





# Influencia de los efectos de mareas en la evolución del período orbital de sistemas binarios interactuantes

M.L. Novarino<sup>1,2</sup>, M. Echeveste<sup>1,2</sup>, M.A. De Vito<sup>1,2</sup> & O.G. Benvenuto<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

Contacto / leonelanova88@gmail.com

**Resumen** / Presentamos un estudio de la evolución del período orbital  $P_{\text{orb}}$  del sistema binario *redback* PSR J1023+0038, formado por una estrella de neutrones y una estrella de tipo solar. Los modelos de evolución binaria en los que se considera irradiación mutua y sincronización orbital instantánea no proveen una descripción adecuada de  $dP_{\text{orb}}/dt$ . Por ejemplo, en el caso del sistema *redback* PSR J1723-2837, ese tipo de modelos predice un valor de este parámetro tres órdenes de magnitud menor que el valor observado. Por este motivo, hemos incorporado los efectos de mareas a nuestros modelos. Aplicamos dichos modelos al sistema PSR J1023+0038 y encontramos que para alcanzar el valor de  $dP_{\text{orb}}/dt$  observado, luego de un episodio de transferencia de masa la rotación de la estrella donante debe estar levemente fuera de sincronía con la revolución orbital, en acuerdo con resultados previos obtenidos para el caso de PSR J1723-2837. Esto muestra la necesidad de considerar los efectos de marea en forma detallada en la evolución estelar binaria.

**Abstract** / We present a study of the evolution of the orbital period  $P_{\text{orb}}$  of the redback binary system PSR J1023+0038 formed by a neutron star and a solar-type star. The models of binary evolution that consider irradiation feedback and instantaneous orbital synchronization do not provide an adequate description of  $dP_{\text{orb}}/dt$ . For example, for the case of the redback PSR J1723-2837, such models predict a value of this parameter three orders of magnitude lower than the observations. Because of this reason, we included tidal effects in our models. We applied them for the case of PSR J1023+0038 and found that in order to reach the observed value of  $dP_{\text{orb}}/dt$  the stellar rotation should be slightly out of synchronicity with the orbit at the moment in which mass transfer ceases; a result which is in agreement with the case of PSR J1723-2837. This indicates the necessity of considering detailed tidal effects in binary evolution.

*Keywords* / binaries: close — stars: evolution

## 1. Introducción

Los sistemas binarios interactuantes (SBI) se caracterizan por experimentar transferencia de masa y momento angular entre sus componentes. Entre los distintos caminos evolutivos que puede tomar esta familia de binarias, encontramos a los *redbacks* (Roberts, 2013), compuestos por una estrella de neutrones (EN) y una estrella compañera no degenerada de baja masa ( $0.1 < M_2/M_{\text{sol}} < 0.7$ , donde  $M_2$  es la masa de la compañera de la EN) con períodos orbitales entre 0.1 y 1 día. El escenario estándar predice una etapa de transferencia de masa continua cuando la compañera llena su lóbulo de Roche. Sin embargo, si se incorpora al modelo la irradiación mutua, se obtienen eventos de transferencia de masa pulsada, haciendo que el sistema transicione entre estados de acreción (emisores de rayos X) a estado de pulsar (Büning & Ritter, 2004). Este mecanismo ocurre cuando la masa transferida a la EN emite radiación en rayos X que ilumina a la estrella compañera. Si esta última tiene una zona convectiva externa, la superficie se ve parcialmente inhibida de liberar energía proveniente de su interior (Benvenuto et al., 2014). En algunos casos, la estructura de la estrella no logra man-

tener el desborde de su lóbulo de Roche y la estrella se separa de éste. Posteriormente, la evolución nuclear de la estrella puede ocasionar otro llenado del lóbulo de Roche, y así otro episodio de transferencia de masa. De esta manera, la radiación proveniente de la materia que cae sobre la EN reaparece, dando lugar al proceso cíclico de transferencia de masa.

Además, al tratarse de sistemas con períodos orbitales cortos, las componentes del sistema se encuentran suficientemente cerca como para que la EN genere una fuerza diferencial no despreciable que ocasiona deformaciones de mareas sobre la superficie de la estrella donante. Existen distintos mecanismos disipativos que hacen que la configuración afectada por las mareas se aparte de una equipotencial instantánea. Resulta, entonces, en una falta de alineación de la línea que une las deformaciones ecuatoriales producidas por las mareas con los centros estelares (ver Fig. 1 de Hut 1981). Aparece, entonces, un torque y se produce un intercambio de momento angular entre la rotación de la estrella donante y la órbita, mientras se conserva el momento angular total y disminuye la energía orbital y rotacional. En consecuencia, los parámetros orbitales y rotacionales del sistema cambian continuamente. Finalmente,

el sistema alcanza un estado de equilibrio caracterizado por la coplanaridad, la circularidad y la co-rotación (sincronización) (Hut, 1981).

Anteriormente, Benvenuto et al. (2015) estudiaron la evolución del sistema binario *redback* PSR J1723-2837 considerando modelos irradiados. Hallaron un posible progenitor para este sistema que reproducía los valores observados de los parámetros característicos, excepto el valor de la derivada temporal del período orbital ( $dP_{\text{orb}}/dt$ ). Por lo tanto, incorporamos a nuestros modelos los efectos de mareas entre dos episodios consecutivos de transferencia de masa para estudiar cómo cambiaban los elementos orbitales del sistema. Encontramos que las mareas logran explicar el valor observado de la derivada temporal del período orbital pero se necesita que, inmediatamente después de finalizada la etapa de transferencia de masa, la velocidad de rotación de la estrella compañera sea menor a la velocidad orbital, relajando de esta manera la sincronización instantánea que se suele asumir luego de un evento de transferencia de masa (Echeveste et al., 2020; Novarino et al., 2021).

En este trabajo realizamos un estudio similar al hecho para el caso de PSR J1723-2837, pero para el sistema que contiene al radio pulsar de milisegundo PSR J1023+0038. Este *redback* tiene un período orbital de 0.198 días y está compuesto por una EN de masa  $1.71 \pm 0.16 M_{\text{sol}}$  (Deller et al., 2012) y una estrella compañera de tipo G con una masa de  $\sim 0.2 M_{\text{sol}}$ , que se encuentra irradiada por el pulsar y está próxima a llenar su lóbulo de Roche. El cambio en el período orbital observado es de  $-7.32(6) \times 10^{-11} \text{ s s}^{-1}$ . (Archibald et al., 2013). Vamos a explorar los efectos de mareas con el fin de analizar si nuestro modelo también se puede aplicar a este sistema.

## 2. Tratamiento numérico

El código numérico de evolución binaria utilizado para la búsqueda de progenitores fue desarrollado por Benvenuto & De Vito (2003), Benvenuto et al. (2014). El mismo tiene en cuenta el proceso de irradiación mutua de las componentes del los sistemas. El número de pulsos de transferencia de masa depende del parámetro libre  $\alpha_{\text{irrad}}$ , que representa la fracción de flujo incidente que efectivamente irradia a la acompañante de la EN.

Para encontrar un posible progenitor para el sistema PSR J1023+0038 nos basamos en la Fig. 3 del trabajo de (Benvenuto et al., 2014), donde se presenta la evolución de sistemas binarios interactuantes en el plano masa de la estrella donante vs. período orbital ( $M_2 - P_{\text{orb}}$ ). De dicha figura identificamos posibles valores iniciales de  $M_2$  y  $P_{\text{orb}}$  tales que los sistemas binarios con estos parámetros iniciales se acerquen en algún momento de su evolución al valor de la masa de la estrella compañera y el periodo orbital observados para PSR J1023+003. Luego, realizamos una exploración haciendo cálculos evolutivos con valores iniciales cercanos a los indentificados hasta llegar a obtener un posible progenitor. Para el análisis de mareas, seguimos el tratamiento simplificado de mareas en equilibrio asumiendo el modelo de fricción débil. El conjunto de ecuaciones diferenciales que describe la evolución de los parámetros orbitales

del sistema está basado en el modelo de Hut (1981) y generalizado por Repetto & Nelemans (2014). El frenado magnético (Verbunt & Zwaan, 1981; Rappaport et al., 1983) y la radiación gravitatoria (Hurley et al., 2002) están acoplados a estas ecuaciones. Siguiendo el trabajo de Novarino et al. (2021), modelamos al factor de escala para la viscosidad debido a movimientos turbulentos en la zona convectiva,  $F_{\text{conv}}$ , considerando la expresión lineal propuesta por Zahn (1966). Además, consideramos que la compañera de la EN de este sistema rota como un cuerpo rígido. Resolvemos el sistema de ecuaciones con un algoritmo implícito de diferencias finitas, aplicado al lapso de tiempo comprendido entre dos pulsos consecutivos de transferencia de masa. El tramo entre dos pulsos fue seleccionado de manera tal que se encuentre en concordancia con el período orbital observado. La elección de cualquier otro tramo en el que el sistema no se encuentre transfiriendo masa, nos lleva a resultados completamente similares a los obtenidos en este tramo. Cuando la estrella compañera está transfiriendo masa, suponemos que el sistema se encuentra sincronizado de manera tal de poder definir los lóbulos de Roche y el punto de Lagrange  $L_1$ .

## 3. Resultados

Hemos encontrado un posible progenitor para el sistema PSR J1023+0038 que logra reproducir de manera satisfactoria los datos observados para el período orbital, las masas de cada componente y la temperatura efectiva de la estrella donante. Los parámetros iniciales del progenitor son:  $M_{\text{EN}} = 1.4 M_{\text{sol}}$ ,  $M_2 = 2 M_{\text{sol}}$  de composición solar con un período orbital inicial de 0.81 días. Usamos un régimen de irradiación mutua con  $\alpha_{\text{irrad}} = 0.1$ .

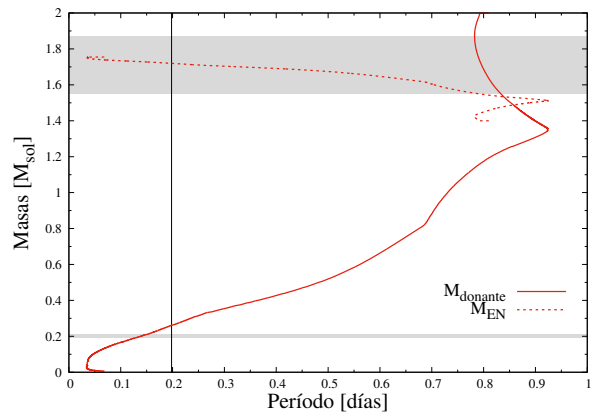


Figura 1: Evolución de las masas de las componentes del sistema en función del período orbital.

La Figura 1 muestra la evolución de las masas de cada componente en función del período orbital. Las zonas grises indican el rango de los valores estimados para las masas a partir de las observaciones disponibles, y la línea continua negra indica el período orbital observado. Podemos notar que en un determinado momento, el progenitor alcanza simultáneamente valores compatibles con estos parámetros.

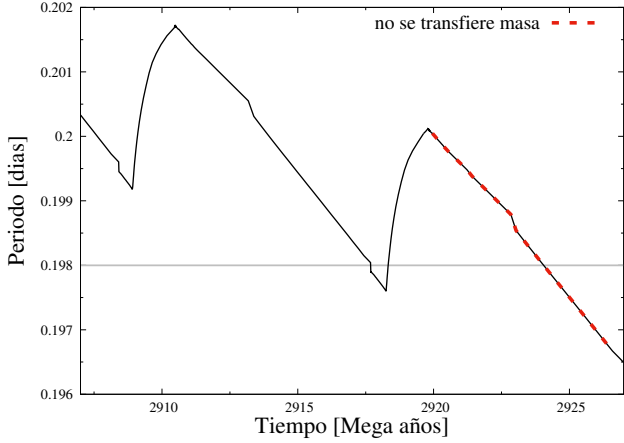


Figura 2: Evolución del período orbital para el modelo irradiado con  $\alpha_{\text{irrad}} = 0.1$ . La línea horizontal gris representa el valor de  $P_{\text{orb}}$  observado. La línea punteada roja indica la zona donde la estrella donante no está transfiriendo masa, seleccionada para el estudio de mareas.

En la Figura 2 vemos la evolución del período orbital para el modelo irradiado, en donde puede apreciarse el efecto de los pulsos de transferencia de masa. Los puntos rojos indican la zona donde la estrella donante no está transfiriendo masa, en ese momento se puede observar al sistema como un pulsar. La línea gris horizontal indica el período orbital observado. Aplicamos el tratamiento de mareas en el pulso que corresponde al período orbital observado. Luego, en la Figura 3 podemos apreciar la derivada temporal del período orbital en función del tiempo. El eje horizontal indica la edad, definida como el tiempo que transcurre desde la finalización de la transferencia de masa. La línea horizontal gris representa el valor observado de la derivada temporal del  $P_{\text{orb}}$ . Las distintas curvas corresponden a diferentes valores de desincronización en el momento en que la compañera se separa de su lóbulo de Roche. Por lo tanto, el 0% indica que ni bien termina la transferencia de masa, el sistema está sincronizado instantáneamente (la velocidad de rotación de la estrella donante es igual a la velocidad de rotación orbital). En esta condición, observamos que el sistema nunca alcanza el valor estimado a partir de las observaciones para  $dP_{\text{orb}}/dt$ . Los valores de porcentajes positivos (negativos) refieren a velocidades de rotación de la compañera más grandes (chicos) que la velocidad de rotación orbital. En conclusión, solo se alcanza el valor observado cuando la estrella compañera de la EN, luego de la transferencia de masa, tenga una velocidad de rotación más chica que la del sistema (con una desincronización mayor al 0.05%).

#### 4. Discusión y conclusiones

Encontramos un posible progenitor para el *redback* PSR J1723-2837 que ajusta de manera satisfactoria los valores observados de las masas de las componentes, el período orbital y la temperatura efectiva de la compañera. Utilizando el código de evolución binaria con sincronización orbital instantánea, en el contexto de mo-

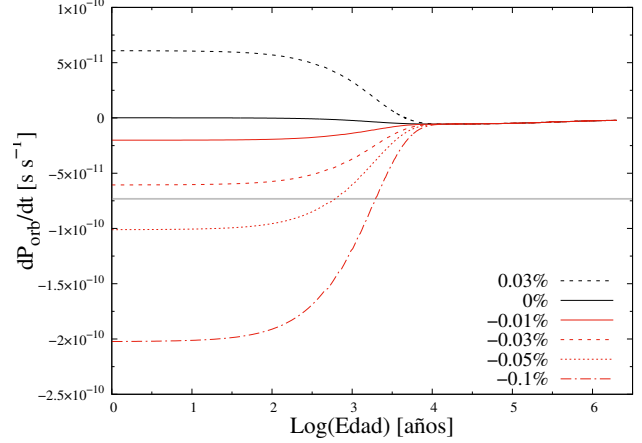


Figura 3: Derivada temporal del  $P_{\text{orb}}$  vs Edad. Las distintas curvas corresponden a diferentes valores de desincronización del sistema luego de la transferencia de masa. Los valores positivos (negativos) refieren a velocidades de rotación de la compañera más grandes (chicos) que la velocidad de rotación orbital. La línea horizontal representa el valor observado de  $dP_{\text{orb}}/dt$ .

delos con irradiación mutua, la derivada temporal de  $P_{\text{orb}}$  obtenida no se ajusta al valor observado. Por lo tanto, aplicamos el tratamiento de mareas de equilibrio entre dos pulsos de transferencia de masa. Encontramos que para alcanzar el valor de  $dP_{\text{orb}}/dt$  observado es necesario que luego de la transferencia de masa, el sistema no se encuentre sincronizado; la velocidad de rotación de la estrella compañera debe ser más lenta que la velocidad de rotación orbital. Alcanza con que sea un 0.05% más lenta para obtener un valor de la derivada temporal de  $P_{\text{orb}}$  compatible con el valor observado. Entonces, el sistema parece comportarse de manera similar al que estudiamos en Novarino et al. (2021).

Estos resultados nos indicarían que las mareas son necesarias para entender la evolución del período orbital de este tipo de sistemas binarios interactuantes.

#### Referencias

- Archibald A.M., et al., 2013, arXiv e-prints, arXiv:1311.5161  
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., 2003, MNRAS, 342, 50  
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2014, ApJL, 786, L7  
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2015, ApJ, 798, 44  
 Büning A., Ritter H., 2004, A&A, 423, 281  
 Deller A.T., et al., 2012, ApJL, 756, L25  
 Echeveste M., et al., 2020, BAAA, 61B, 69  
 Hurley J.R., Tout C.A., Pols O.R., 2002, MNRAS, 329, 897  
 Hut P., 1981, A&A, 99, 126  
 Novarino M.L., et al., 2021, MNRAS, 508, 3812  
 Rappaport S., Verbunt F., Joss P.C., 1983, ApJ, 275, 713  
 Repetto S., Nelemans G., 2014, MNRAS, 444, 542  
 Roberts M.S.E., 2013, J. van Leeuwen (Ed.), *Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years*, vol. 291, 127–132  
 Verbunt F., Zwaan C., 1981, A&A, 100, L7  
 Zahn J.P., 1966, Ann. Ap., 29, 489



# Caracterización de las curvas de luz en estrellas B evolucionadas

M. Ruiz Díaz<sup>1</sup>, A. Alberici Adam<sup>1</sup>, A. Christen<sup>3</sup>, Y. Aidelman<sup>1,2</sup> & L. Cidale<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Chile

Contacto / matiruizdiaz@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / En base a resultados astrosismológicos de curvas de luz, el diagrama H-R se ha ido poblando con diversas regiones de inestabilidad que indican que casi todas las estrellas pulsan en modos específicos. Recientemente, se ha demostrado también que las pulsaciones excitadas por modos extraños podrían inducir fenómenos de pérdida de masa variable en las estrellas supergigantes. A fin de comprender mejor estos fenómenos, hemos analizado las curvas de luz obtenidas por TESS de un grupo de estrellas B evolucionadas del hemisferio sur. Asimismo, se buscaron vínculos entre los patrones de frecuencias y los parámetros estelares, tales como posición en el diagrama H-R y abundancia superficial de elementos químicos. Estos indicadores permitirán discutir posibles estados evolutivos de las estrellas estudiadas.

**Abstract** / Based on asteroseismological results of light curves, the H-R diagram is being populated with various regions of instability that indicate that almost all stars pulsate in specific modes. Recently, it has also been shown that pulsations excited by strange modes could induce variable mass-loss phenomena in supergiant stars. In order to better understand these phenomena, we have analyzed the TESS light curves of a group of evolved B-type stars in the southern hemisphere. In addition, links between frequency patterns and stellar parameters, such as: star positions in the H-R diagram and surface overabundance of chemical elements were sought to discuss possible evolutionary states of the studied stars.

**Keywords** / supergiants — stars: abundances — stars: oscillations (including pulsations)

## 1. Introducción

Las estrellas supergigantes OBA evolucionan a partir de estrellas enanas de tipos espectrales O y B tempranos. Se espera que estas estrellas masivas entren en la fase de supergigante azul (BSG) inmediatamente después de abandonar la secuencia principal, o bien después de una fase de supergigante roja (RSG). Esto se debe a que el camino evolutivo de una estrella masiva presenta un bucle azul (*blue loop*) si es que la estrella tiene una masa inicial suficientemente grande. La masa límite para que una estrella masiva realice un bucle azul en su camino evolutivo depende de los fenómenos de mezclado rotacional, pérdida de masa, semiconvección y *overshooting* en el núcleo convectivo. Como estos procesos aún no tienen un tratamiento teórico preciso existen grandes incertezas sobre si las BSG se encuentran en una fase previa o posterior a la de RSG. Saio et al. (2013) introducen un método que permite diferenciar entre estas dos posibilidades, analizando las propiedades pulsacionales de las estrellas.

Aerts et al. (2009) y Simón-Díaz et al. (2010) han propuesto que las estrellas supergigantes O y B también podrían presentar pulsaciones. Los modos de oscilación típicos de estas pulsaciones serían de tipo *p* (con períodos de horas hasta casi un día) y tipo *g* (con períodos de 2 a 10 días) excitados por el mecanismo  $\kappa$ . Se espera además observar modos excitados generados

por el mecanismo  $\varepsilon$  (Unno et al., 1989), modos extraños de excitación (períodos entre 10 y 100 días, Saio et al., 1998; Glatzel, 2009; Kraus et al., 2015) y excitaciones estocásticas generadas por diferentes mecanismos (Mathis et al., 2014; Aerts & Rogers, 2015). El estudio de las pulsaciones en estrellas masivas evolucionadas se puede llevar a cabo a partir del análisis de los datos espectroscópicos y fotométricos (Saio et al., 2006; Kraus et al., 2012). Estas pulsaciones se manifiestan tanto en el espectro estelar, generando un efecto variable en el ensanchamiento de los perfiles de las líneas\* como en la fotometría produciendo variaciones detectables en las curvas de luz mediante métodos astrosismológicos.

Para el análisis presentado en la siguiente sección, utilizamos los datos de la misión espacial *TESS* (Ricker et al., 2014), ya que permite estudiar la variabilidad fotométrica con mucha precisión. Esto se debe a que el satélite monitorea un mismo campo a lo largo de 27 días y noches. Luego, procesa las imágenes para obtener curvas de luz con una cadencia de 2 ó 30 minutos. De este modo, es posible detectar oscilaciones de una  $\mu\text{mag}$ , lo que permite la construcción de curvas de luz de alta calidad (como se muestra en la Fig. 1, panel superior). Las curvas de luz están presentadas en dos formatos: Foto-

\*Este fenómeno, por ejemplo, se observa en las estrellas enanas y gigantes de tipo espectral B ubicadas en las regiones de inestabilidad de las  $\beta$ -Cep y las SPB (*Slowly Pulsating B stars*)

metría de apertura simple (SAP por sus siglas en inglés) y preprocesada (PDCSAP). Hemos optado por usar el primer formato, debido a que el segundo es específico para búsqueda de tránsitos de exoplanetas con períodos de unos pocos días.

## 2. Metodología

En este trabajo hemos estudiado curvas de luz adquiridas por TESS correspondientes a 14 estrellas clasificadas como supergigantes B y una como gigante B por Haucke et al. (2018). La mayoría de estas estrellas tienen más de una curva de luz, tomadas en distintas épocas.

Para analizar las curvas de luz utilizamos el paquete WAVELETCOMP (Roesch & Schmidbauer, 2018), libre y escrito en lenguaje R. Este paquete es especialmente útil para detectar señales no periódicas y no estacionarias\*\* ya que se basa en el análisis continuo de ondículas (*wavelets*) de series temporales univariadas y bivariadas (Bravo et al., 2014).

La transformada *wavelet* da información acerca de la potencia de las frecuencias que actúan en la señal y de su variabilidad en el tiempo.

Utilizando el paquete WAVELETCOMP es posible obtener un escalograma, es decir un diagrama que muestra el espectro de potencias de la transformación *wavelets*, en el cual se pueden observar los períodos más probables para las variaciones encontradas.

En la Fig. 1 se muestran, a modo de ejemplo, los resultados obtenidos del análisis de la curva de luz correspondiente a la estrella HD 64760. En el panel superior, se muestra la reconstrucción de dicha curva a partir de la transformada *wavelet* como prueba de la bondad del ajuste. Cada curva ha sido analizada en partes debido a que presentan brechas temporales de unos 4 días y el programa no lo interpreta correctamente.

## 3. Resultados

Las estrellas analizadas en este trabajo fueron previamente agrupadas según su composición química (Haucke, 2018): normales (de metalicidad solar), ricas en carbono (BRC), ricas en nitrógeno (BRN) y las que presentan abundancia de ambos elementos (MP, por materia moderadamente procesada). En la tabla 1 se presentan los valores medios de los períodos con comportamiento variable ( $\nu$ ) hallados mediante el ajuste de *wavelets* para la muestra analizada, junto a la clasificación descripta al inicio de esta sección. Aquí se reportan períodos por primera vez para algunas de estas estrellas. Otros períodos (variables) encontrados son próximos a los previamente reportados.

Se observa que solo las primeras 5 estrellas de la tabla, clasificadas como normales, presentan períodos menores a 2 días, mientras que el resto de las supergigantes muestran períodos más largos.

La Fig. 2 muestra, en el diagrama HR, la ubicación de las regiones de inestabilidad dadas por Saio (2011). Las líneas grises, a trazos y guiones, y puntos, son para

\*\*Por señal no estacionaria se entiende una señal variable cuyos períodos no son constantes.

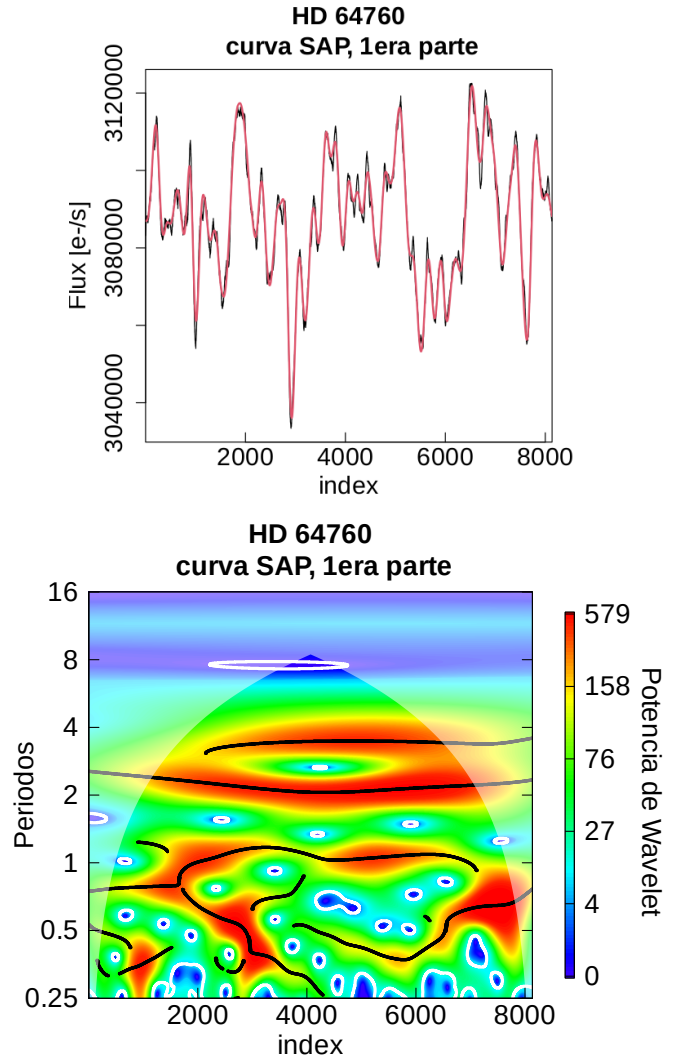


Figura 1: *Panel superior:* En rojo se muestra la reconstrucción de la curva de luz de la estrella HD 64760 (electrones por segundos en función de un índice que representa la cantidad de datos) a partir de la transformada *wavelet*.

*Panel inferior:* Escalograma de la transformada *wavelet*. Los colores representan la intensidad de los coeficientes de la transformada. Las líneas negras representan los valores de los períodos más probables para las variaciones encontradas con un nivel de significancia inferior a 0.05.

oscilaciones por modos  $p$  de alto y bajo orden (radial y no radial), respectivamente. La línea negra punteada es el límite por encima del cual se presentan los modos monótonamente inestables; las líneas continuas rojas y azules son para modos  $g$  no radiales con  $\ell = 1$  y  $\ell = 2$ , respectivamente; las líneas de puntos y guiones son para los modos de convección oscilatoria (línea roja para  $\ell = 1$ , línea azul para  $\ell = 2$ ) que indican los límites de la región donde la relación entre la amplitud fotosférica y la amplitud máxima en el interior es mayor que 0.2. Observando en el diagrama HR la posición de las 5 estrellas mencionadas anteriormente se ve que las mismas se ubican marcadamente cerca de la secuencia principal.

Tabla 1: Períodos de estrellas B supergigantes hallados en este trabajo.

HD	V	T.E. <sup>1</sup>	Comp. química <sup>1</sup>	Períodos <sup>1</sup> [días]	Períodos [días] (este trabajo)
38771	2.06	B0.5 Ia	Normal	1.047, 1.9, 4.76, 6.5, 9.5	0.48v, 1.11v, 2.95v, 3.92v, 5.09v
52089	1.50	B1.5 II	Normal		0.75v, 1.04v, 1.27v, 1.99v, 4.80v, 5.65v
52382	6.57	B1 Ia	Normal		1.25v, 2.77v, 5.79v
64760	4.24	B0.5 Ib	Normal	1.2, 1.8, 2.4, 2.8, 6.8	0.47v, 0.72v, 1.15v, 2.22v
115842	6.09	B0.5 Ia/ab	Normal	10.309, 13.38	1.43v, 2.09v, 3.65v, 7.56v
148688	5.39	B1 Iaeqp	Normal	1.845, 6.329	3.44v, 8.20v
53138	3.02	B3 Ia	BRC	3.69, 24.39, 24.44	2.40v, 7.47v
58350	2.45	B5 Ia	BRC	4.7, 6.631	2.10v, 4.52v, 5.67v, 7.72v
74371	5.23	B6 Iab/b	BRC	8.29, 1, 15, 20	3.14v, 5.72v, 7.56v
111973	5.94	B2/3 Ia	BRC	9.536, 57.11	4.00v, 6.50v
75149	5.46	B3 Ia	BRN	1.086, 1.215, 2.214	1.51v, 3.58v, 7.53v
99953	6.57	B1/2 Iab/b	BRN	17.7	2.02v, 3.21v, 4.46v, 8.05v
79186	5.00	B5 Ia	MP		2.27v, 5.84v, 7.82v
80077	9.00	B2 Ia+e	MP	3.119, 21.2, 41.5, 55.5, 66.5, 76	3.77, 5.93v
92964	5.51	B2.5 Ia	MP	2.12, 4.71, 14.71	3.77v, 4.81v, 7.54v

<sup>1</sup>Datos publicados por Haucke et al. (2018) y Haucke (2018).  
v indica que el período es variable.

Esto podría sugerir que las pulsaciones de corto período predominan durante esa etapa evolutiva.

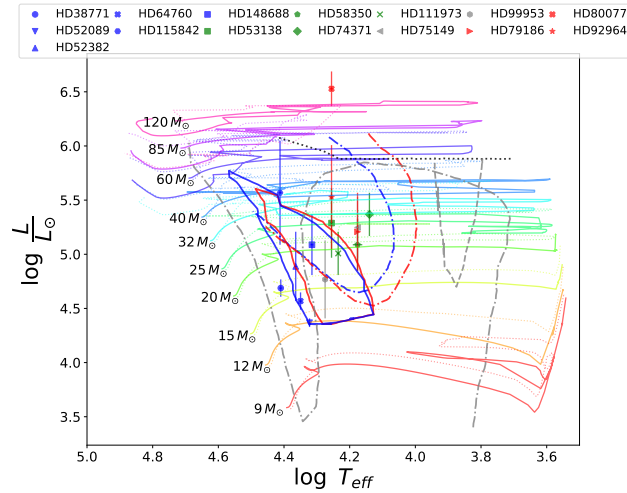


Figura 2: Diagrama HR y caminos evolutivos (con y sin rotación) calculados por Ekström et al. (2012). Se indican, además, los límites de inestabilidad de varios modos de pulsación (ver descripción en el texto). Los colores de las estrellas representan su composición química: normales en azul, BRC en verde, BRN en gris y MP en rojo.

Por lo tanto, es preciso llevar a cabo un estudio minucioso de los distintos patrones de pulsación usando otras herramientas de búsqueda de períodos que hagan uso de, por ejemplo, el algoritmo de Lombe-Scargle para transformadas de Fourier, así como también aplicar modelos astrosismológicos para tener una idea de los fenómenos físicos que dan lugar a estas pulsaciones.

*Agradecimientos:* Agradecemos al árbitro por sus sugerencias y comentarios. Este proyecto ha recibido financiación dentro del marco del Programa de Investigación e Innovación Horizonte 2020 (2014-2020) de la Unión Europea en virtud del Acuerdo de subvención Marie Skłodowska-Curie No. 823734 y de CONICET (PIP 1337).

## Referencias

- Aerts C., Rogers T.M., 2015, *ApJL*, 806, L33  
Aerts C., et al., 2009, *A&A*, 508, 409  
Bravo J.P., et al., 2014, *A&A*, 568, A34  
Ekström S., et al., 2012, *A&A*, 537, A146  
Glatzel W., 2009, *Communications in Asteroseismology*, 158, 252  
Haucke M., 2018, *Propiedades de los vientos de las estrellas supergigantes B y estado evolutivo*, Ph.D. thesis, National University of La Plata, Argentina  
Haucke M., et al., 2018, *A&A*, 614, A91  
Kraus M., et al., 2012, *A&A*, 542, L32  
Kraus M., et al., 2015, *A&A*, 581, A75  
Mathis S., Neiner C., Tran Minh N., 2014, *A&A*, 565, A47  
Ricker G.R., et al., 2014, J. Oschmann Jacobus M., M. Clampin, G.G. Fazio, H.A. MacEwen (Eds.), *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 9143, 914320  
Roesch A., Schmidbauer H., 2018, *WaveletComp: Computational Wavelet Analysis*. R package version 1.1  
Saio H., 2011, *MNRAS*, 412, 1814  
Saio H., Baker N.H., Gautschi A., 1998, *MNRAS*, 294, 622  
Saio H., Georgy C., Meynet G., 2013, *MNRAS*, 433, 1246  
Saio H., et al., 2006, *ApJ*, 650, 1111  
Simón-Díaz S., et al., 2010, *ApJL*, 720, L174  
Unno W., et al., 1989, *Nonradial oscillations of stars*



# Molecular emission of CO in BI Cru with high resolution spectroscopy

P.E. Marchiano<sup>1,2</sup>, M. Kraus<sup>3</sup>, M.L. Arias<sup>1,2</sup>, A.F. Torres<sup>1,2</sup>, L.S. Cidale<sup>1,2</sup> & R. Vallverdú<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, Ondřejov, República Checa*

Contact / pmarchiano@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / En este trabajo analizamos un espectro infrarrojo de alta resolución ( $R \sim 45\,000$ ) de la estrella simbiótica BI Cru. Este espectro fue obtenido con el espectrógrafo IGRINS montado en Gemini Sur y abarca el rango espectral comprendido entre 1.5 a 2.5  $\mu\text{m}$ . A partir del modelado de la banda de emisión de CO observada en la región de los 2.3  $\mu\text{m}$ , obtenemos información detallada de la cinemática y propiedades físicas del medio molecular circunestelar.

**Abstract** / In this work we analyze a high-resolution infrared spectrum ( $R \sim 45\,000$ ) of the symbiotic star BI Cru. This spectrum was obtained using IGRINS spectrograph mounted in Gemini South and ranges from 1.5 to 2.5  $\mu\text{m}$ . From the modeling of the observed CO band emission in the 2.3  $\mu\text{m}$  region, we obtained detailed information of the kinematics and the physical properties of the molecular circumstellar medium.

*Keywords* / binaries: symbiotic — infrared: stars

## 1. Introduction

Symbiotic stars are interacting binaries formed of a red giant, a hot compact star (usually a white dwarf), and a dense nebula. The study of this dense circumstellar material represents a natural laboratory to examine physical processes such as collimation of stellar winds, formation of jets (Tomov, 2003), formation of bipolar planetary nebulae (Corradi, 2004), among others. In addition, the complex circumstellar environments detected around some supernovae (Dilday et al., 2012) provide evidence that supports the hypothesis that symbiotic stars are possible supernovae Ia progenitors (Munari & Renzini, 1992).

Symbiotic stars are classified according to their appearance in the near-infrared in D-type (dust), if they contain a highly evolved Mira variable embedded in warm dust with periods greater than 50 days; and in S-type (stellar), if their infrared continuum is dominated by stellar emission from a late giant star with orbital periods of the order of a few years (generally less than 15 years).

BI Cru is a D-type symbiotic object and is also so far the only symbiotic star in which molecular emission of CO was detected in the near infrared at 2.3  $\mu\text{m}$  (McGregor et al., 1988) which seems to be stable over long time intervals (Marchiano et al., 2015). This CO emission is associated with the existence of a dense disk that would form after one or more episodes of intense mass loss from the red giant (the mass transfer occurs because the M giant fills its Roche lobe, Verhoelst, T. et al., 2007), while another scenario could be that CO emission originates in the wind interaction region of the colliding winds (Hinkle et al., 2013). McCollum et al.

(2008) reported an IR shell of BI Cru more than 5 times larger in arc size than the star's optical lobe. The temperature of this dust emission associated with our object was estimated to 1 300 K (Marchiano et al., 2013; Henize & Carlson, 1980).

A recent study of observations at 4.8 and 8.64 GHz (C and X bands, Dickey et al., 2021) made it possible to determine the characteristic size of 2 800 AU for the region of the radio emission source. The authors used data obtained from Gaia Data Release 3 and estimated a distance of 2.96 kpc for BI Cru.

In this work, we present the first high-resolution first-overtone CO band spectrum of BI Cru that arises in the near-infrared redward of 2.3  $\mu\text{m}$ . From our modeling of the emission spectrum we derive the properties of the hot molecular gas surrounding the object, and we propose possible scenarios that complement previous studies of this object.

## 2. Observations

We obtained high-resolution ( $R \sim 45\,000$ ) spectroscopic observations of BI Cru in the 2.3  $\mu\text{m}$  region on April 2018 using IGRINS (Immersion Grating Infrared Spectrometer, Park et al., 2014) spectrograph mounted on Gemini South (Program ID: GS-2018A-Q-231).

During all observations, several ABBA sequences, with an on-slit separation of 2.5" between the two positions, were taken in order to subtract the AB pairs to remove the sky contribution adequately.

The basic steps of the reduction process were carried out with IRAF\* (Image Reduction and Analysis Facil-

\*IRAF was distributed by the National Optical Astron-

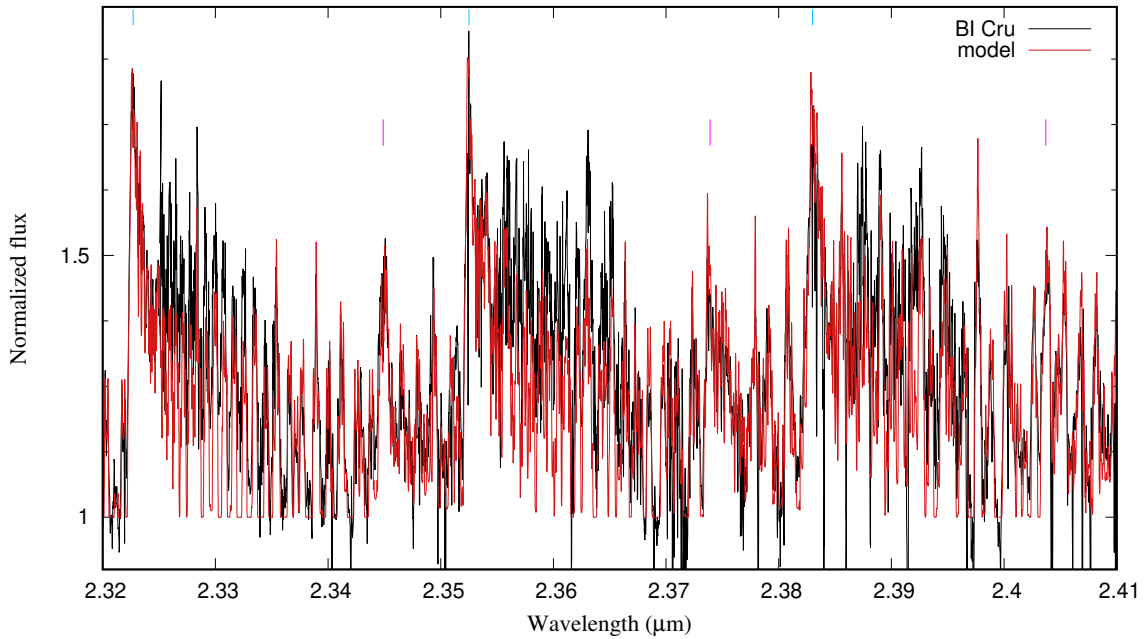


Figure 1: Portion of the K-band spectrum of BI Cru with CO emission (black). The synthetic spectrum is plotted in red. Blue and magenta tics show the position of  $^{12}\text{CO}$  and  $^{13}\text{CO}$  band heads, respectively.

ity) software package. These included the subtraction of AB pairs, the flat-fielding, the telluric correction and the wavelength calibration.

### 3. Results

The infrared spectrum of the CO molecule corresponds to ro-vibrational transitions of the first-overtone bands. The high spectral resolution of IGRINS allows us to resolve the shape of the first band head as well as individual ro-vibrational lines of CO, in particular bluewards of the second band head, and hence to identify the type of line broadening. It can be noted from Fig. 2 that the line profiles are double-peaked, indicating rotational broadening.

To reproduce the observed molecular band emission, we used the model proposed by Kraus et al. (2000). This model assumes that the emission comes from a rotating ring or disk with the CO molecule in local thermodynamic equilibrium, and the  $^{12}\text{CO}$  as well as the  $^{13}\text{CO}$  isotopes were considered. A disk in Keplerian rotation results in a characteristic band head shape, displaying a blue shoulder and a red peak, and the separation between these two, when observed with high spectral resolution, corresponds to twice the line-of-sight rotational velocity. In addition, the strength of the band heads is very sensitive to the density and temperature of the CO gas. Therefore, this model not only delivers information on the rotation velocity of the disk through the shape

omy Observatory, which was managed by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

of the double peak, but also allows us to constrain parameters such as the temperature and column density of the CO gas.

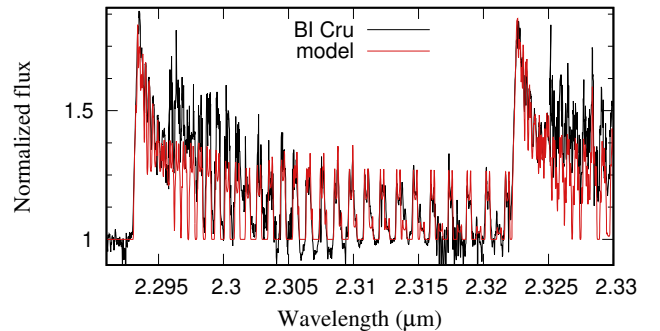


Figure 2: Zoom-in to the first two band heads showing double peaked features.

The best fitting to the CO band spectrum is overplotted to the observed spectrum in Figs. 1 and 2. More precisely in Fig. 2 we can observe the double-peaked lines clearer. This fitting has been achieved for a thin rotating disk of molecular gas whose parameters are listed in Table 1 where  $v_{\text{rot,los}}$  is the line-of-sight rotation velocity,  $T_{\text{CO}}$  is the temperature of the molecular forming region and  $N_{\text{CO}}$  is the column density. The second row shows the errors for each parameter.

In Fig. 1 a molecular residue can be observed overlaying the modeled CO emission. To identify it, it will be necessary to have information from a greater spectral



Table 1: Parameters of the molecular gas region.

$T_{\text{CO}}$ [K]	$N_{\text{CO}}$ [ $\text{cm}^{-2}$ ]	$^{12}\text{CO} / ^{13}\text{CO}$	$v_{\text{rot,los}}$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]
3100	$2.5 \times 10^{21}$	10	21
$\pm 100$	$\pm 1 \times 10^{21}$		$\pm 3$

range.

It is interesting to note that there are some peaks at 2.3448, 2.3739 and 2.4037  $\mu\text{m}$  which coincide with the positions of  $^{13}\text{CO}$ . These features are well fitted assuming a  $^{12}\text{CO} / ^{13}\text{CO}$  ratio of 10, a value typical of an evolved object where the circumstellar material is enriched by  $^{13}\text{CO}$  (Kraus, M., 2009).

With our fitting to the K-band spectrum for BI Cru we were able to determine that:

- The CO emitting region is confined in a thin ring of molecular gas rotating with a line-of-sight velocity of  $21 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  for a close-to edge-on view (inclination  $< 10$  degrees).
- From the fact that CO band emission always traces the hottest ring of molecular gas (Kraus, M., 2009), the temperature of  $3100 \pm 100 \text{ K}$  found from our modeling is cool compared to the dissociation temperature of CO, which is of the order of  $5000 \text{ K}$ .
- From the results obtained using our model we were able to estimate the internal radius of the disk. If we consider a disk in Keplerian rotation and use the velocity value derived with our CO fitting, we can estimate the value of the distance of the CO-emitting ring from the center of gravity (Kraus et al., 2000; Cidale et al., 2012). Therefore, assuming that the central star is a M-type giant star with a mass of  $1.2 M_{\odot}$ , we find that the inner radius of the disk is located at 2 AU ( $\sim 430 R_{\odot}$ ). In this case, the temperature in the disk indicated in Table 1 ( $3100 \text{ K}$ ) is similar to that of the M star. It is important to note that a Mira variable has variations in its radius

between 200 and  $400 R_{\odot}$ . Then, this result suggests that the CO disk could be surrounding the cool star but a CO band monitoring over the pulsation cycle of the Mira will be required to test our hypothesis.

*Acknowledgements:* This project has received funding from the European Union's Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014-2020) under the Marie Skłodowska-Curie Grant Agreement No. 823734. M.K. acknowledges financial support from the Czech Science Foundation (GA ĀR 20-00150S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by RVO:67985815. M.L.A and A.F.T. thank financial support from the Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos 11/G160). This work used the Immersion Grating Infrared Spectrometer (IGRINS) that was developed under a collaboration between the University of Texas at Austin and the Korea Astronomy and Space Science Institute (KASI) with the financial support of the US National Science Foundation 27 under grants AST-1229522 and AST-1702267, of the University of Texas at Austin, and of the Korean GMT sProject of KASI.

## References

- Cidale L., et al., 2012, A&A, 548  
 Corradi R., 2004, ASP Conf. Series, 313, 558  
 Dickey J.M., et al., 2021, ApJ, 911, 30  
 Dilday B., et al., 2012, Science, 337, 942  
 Henize K.G., Carlson E.D., 1980, PASP, 92, 479  
 Hinkle K., et al., 2013, ApJ, 770, 28  
 Kraus M., et al., 2000, A&A, 362, 158  
 Kraus, M., 2009, A&A, 494, 253  
 Marchiano P.E., et al., 2013, BAAA, 56, 163  
 Marchiano P.E., et al., 2015, BAAA, 57, 87  
 McCollum B., et al., 2008, ApJ, 682, 1087  
 McGregor P.J., Hyland A.R., Hillier D.J., 1988, ApJ, 324, 1071  
 Munari U., Renzini A., 1992, ApJL, 397, L87  
 Park C., et al., 2014, SPIE Conference Series, 9147, 510  
 Tomov T., 2003, Symbiotic Stars Probing Stellar Evolution, 303, 376  
 Verhoelst, T., van Aarle, E., Acke, B., 2007, A&A, 470, L21



# The VISCACHA survey: How star clusters tell the Magellanic Clouds' history

B. Dias<sup>1</sup> & the VISCACHA team

<sup>1</sup> *Instituto de Alta Investigación, Sede Esmeralda, Universidad de Tarapacá, Chile*

Contact / bdiasm@academicos.uta.cl

**Resumen** / El relevamiento VISCACHA (Visible Soar photometry of star Clusters in tApii and Coxi HuguA) survey es un proyecto en curso basado en observaciones fotométricas profundas y espacialmente resueltas de los cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes, y un seguimiento espectroscópico de cúmulos seleccionados. Los objetivos son (i) construir un mapa 3D de las regiones exteriores de la Nube Mayor de Magallanes (NMM) y la Nube Menor de Magallanes (NmM), que están más influenciadas por las fuerzas de marea debidas a la interacción entre NMM-NmM, y son vínculos para modelos dinámicos; (ii) trazar una relación edad-metalicidad homogénea para restringir los modelos de evolución química; (iii) buscar anomalías en la estructura de los cúmulos estelares, relacionadas con la disolución de los cúmulos por efectos internos y externos; (iv) derivar edades precisas y homogéneas de los cúmulos para detectar estallidos de formación de cúmulos; entre otros. Desde 2015, se han utilizado más de 500 horas para observar más de 200 cúmulos estelares con el telescopio SOuthern Astrophysical Research (SOAR) junto con el SOAR Adaptive Module Imager (SAMI). La mayoría de los cúmulos son de baja masa ( $M \lesssim 10^4 M_\odot$ ) y están ubicados en las regiones más externas de la NMM y la NmM. El equipo de unos 30 astrónomos de cinco países, incluida Argentina, está utilizando este conjunto de datos de alta calidad para ayudar a comprender la compleja historia de las Nubes de Magallanes. En este trabajo, hago una breve revisión del campo, presento el relevamiento VISCACHA y nuestro algunos de nuestros resultados.

**Abstract** / The VISCACHA (VIisible Soar photometry of star Clusters in tApii and Coxi HuguA) survey is an ongoing project based on deep and spatially resolved photometric observations of Magellanic Cloud star clusters, and a spectroscopic follow-up of selected clusters. The goals are (i) to construct a 3D map of the outer regions of the Large Magellanic Cloud (LMC) and the Small Magellanic Cloud (SMC), which are more subject to tidal forces from the interaction between LMC-SMC, and will constrain dynamical models; (ii) to trace a homogeneous age-metallicity relation to constrain chemical evolution models; (iii) to look for anomalies in the structure of star clusters, related to cluster dissolution by internal and external effects; (iv) to derive precise and homogeneous ages for the clusters to detect bursts of cluster formation; among others. Since 2015 more than 500 hours have been used to observe more than 200 stellar clusters with the SOuthern Astrophysical Research (SOAR) telescope together with the SOAR Adaptive Module Imager (SAMI). Most of the clusters have low mass ( $M \lesssim 10^4 M_\odot$ ) and are located in the outermost regions of the LMC and SMC. The team of about 30 astronomers from five countries including Argentina is using this high-quality data set to help understanding the Magellanic Clouds' complex history. In this work, I make a brief review of the field, present the VISCACHA survey, and show some of our results.

*Keywords* / galaxies: individual (Magellanic Clouds) — galaxies: star clusters: general — galaxies: evolution

## 1. Brief review on the Magellanic Clouds

The Magellanic Clouds are the most massive satellite galaxies of the Milky Way (Di Teodoro et al., 2019; Shipp et al., 2021). Numerical simulations show that only about 10% of Milky Way type galaxies host a binary pair of galaxies as massive as the Large and Small Magellanic Clouds (LMC, SMC) (Boylan-Kolchin et al., 2010). ‘Why our neighbourhood is special?’, ‘How was this configuration formed?’, ‘Do we share similar history with other systems?’ are questions that have been discussed for many decades. Back in the 70’s, Mathewson et al. (1974) used the Parkes 18 m antenna to produce a HI map of the entire sky, which revealed a large structure of gas about  $200^\circ$  wide trailing from the LMC and SMC, the so-called Magellanic Stream. Two possible origins for the formation of the Magellanic Stream were

discussed: (i) ram pressure stripping (Gunn & Gott, 1972; Moore & Davis, 1994), where the Milky Way hot halo removed gas mainly from the SMC; (ii) tidal stripping (Gardiner & Noguchi, 1996), where the gravitational interaction of the orbits of the SMC and LMC around each other and of the binary pair around the Milky Way would remove gas and stars in opposite directions coincident with the known Magellanic Stream and it should present a counterpart leading the orbit. The second possible origin was only confirmed when Putman et al. (1998) used the 64 m antenna of the same Parkes observatory to produce a higher resolution HI map and confirm the existence of a gas structure leading the orbit of the Magellanic Clouds crossing the Milky Way disc along the line-of-sight.

Within the tidal origin for the Magellanic Stream, two scenarios have been presented to explain the overall

history of the Magellanic Clouds using the Magellanic Stream as a constraint for dynamical models. The classical scenario says that LMC and SMC have been independent satellites of the Milky Way for more than  $\sim 5$  Gyr and only recently their orbits synchronised and they became a binary pair; therefore the Magellanic Stream would have been formed by the combination of the interactions between the three galaxies (Gardiner & Noguchi, 1996; Diaz & Bekki, 2012). The modern scenario states that SMC and LMC have been a bound binary pair before arriving to the Milky Way and they are currently in their first infall to the Milky Way. The Magellanic Stream would have been formed because of the SMC-LMC interactions alone, and their infall into the Milky Way potential stretched the stream (Besla et al., 2007, 2012). Both scenarios are based on models that converged to explain constraints such as proper motions, but the classical scenario uses ground-based proper motions whereas the first infall scenario adopts updated and more accurate space-based proper motions. Another difference is that the first scenario assumes a mass for the LMC much larger than any other classical model, based on updated measurements of the LMC mass. The first infall scenario keeps collecting more and more evidence to support this updated view on the history of the Magellanic Clouds and so far it seems to be the most likely scenario. Nevertheless, there are still some observational evidence waiting to be explained.

Gravity affects everything that has mass, therefore it is expected that the same tides that pulled out gas from the LMC and SMC, were also responsible to move stars along the Magellanic Stream, Leading Arm, and Bridge. Many photometric surveys have been dedicated to search for and map the stellar counterpart of the streams and bridges related to the Magellanic Clouds, and how it affected their stellar populations, such as the VMC (Cioni et al., 2011), SMASH (Nidever et al., 2017), DES (The Dark Energy Survey Collaboration, 2005), covering the Bridge, Leading Arm, and Magellanic Stream, respectively, just to mention a few cases (see a more complete list in Maia et al., 2019). The VISCACHA survey\* is a second generation survey focused on star clusters in the outskirts of the Magellanic Clouds, with the advantage that each cluster can be seen as a particle with measurable 3D position, age and metallicity using only photometry, which is essential in the case of the LMC that has a tilted plane, and the SMC that has a large line-of-sight depth of about 20 kpc.

## 2. The VISCACHA survey

Star clusters are powerful tools to study the SMC and LMC structure and evolution, because they provide information on their 3D position and 3D motion. For each position on sky the star cluster provides age, metallicity and a number of parameters associated to its internal evolution, such as luminosity and mass function (useful to detect cluster dissolution among others), structural parameters, total mass, multiple populations etc. But there are so many photometric surveys, then why do

we need another survey dedicated to star clusters? Existing surveys are improving in photometric depth and sky coverage, however all of them are limited by atmospheric turbulence, which makes it difficult to resolve stars in the crowded cores of star clusters. Gaia survey (Gaia Collaboration et al., 2018) can resolve stars but the photometry is shallow. Another survey was required with deep photometry and higher spatial resolving power. The VISCACHA survey is the first and only to fulfil this niche, using the ground-layer adaptive optics SAMI at the SOAR telescope reaching an image quality of  $0.4''$  at I-band and  $\sigma_V < 0.1$  mag for  $V < 24$  mag (see Maia et al., 2019 for details).

Among the scientific goals of the VISCACHA survey we list (i) to map the Magellanic Clouds in 3D using star clusters; (ii) to discover star clusters under dissolution process; (iii) to unveil the chemical and dynamical evolution of SMC/LMC; (iv) to find LMC clusters with ages between 3-10 Gyr; (v) to identify clusters with multiple stellar populations and more. So far, we have used more than 500 hours of telescope time since 2015 to observe more than 200 star clusters, and the goal is to reach about 250-300 clusters in a few more years, which represents about half of the cluster population in the outskirts of the SMC, LMC and bridge and are representative of the entire cluster population.

## 3. Star cluster populations

Some questions related to stellar populations and star clusters can guide us:

- The tides should move stars, not only gas, so where are the tidal tails and stellar streams? Answer: bridge and counter-bridge
- The LMC-SMC collisions would leave marks on their structure: where are these signatures? Answer: LMC disc warp, SMC disturbed structure
- The LMC-SMC relative distance oscillation could enhance star cluster dissolution: where are these signatures? Answer: clusters underfilling their Roche lobe

### 3.1. The SMC tails and structure

Dias et al. (2014, 2016) proposed a framework to organise the studies of the SMC star cluster population, separating them in regions on sky, the Main Body and some external regions split azimuthally: Bridge, Counter-Bridge, West Halo. Dias et al. (2021) and Parisi et al. (2022, submitted) updated the definitions of these regions based on new evidence, showing that the Main Body is more extended and the Bridge has three branches. Even though the cluster ages compiled by Bica et al. (2020) come from heterogeneous sources, they already identify the West Halo and the Southern branch of the Bridge as mostly old stellar populations, whereas the Main Body and the central classical Bridge as mostly younger stellar populations, for example.

The Main Body was defined as the central projected region within an ellipse with 0.5 ratio and semi-major axis  $a = 2^\circ$  based on the density of star cluster distri-

\*<http://www.astro.iag.usp.br/~viscacha/>

butions and the point where some voids start to appear azimuthally revealing the external tails. However, the analysis of the projected radial density profile using the number of star clusters as proxies for the stellar mass (or luminosity) revealed that the SMC profile has a change of slope at  $a \approx 3.4^\circ$  (Dias et al., 2021). This type of radial profile in a galaxy (type III, see Martín-Navarro et al., 2012; Pfeffer et al., 2022) can be generated by many reasons, one of them is the merger or close interaction between galaxies, which is the case of the LMC. Independent previous studies had already shown that the metallicity radial gradient has an inversion point at about  $a \approx 4^\circ$  (Parisi et al., 2015; Bica et al., 2020), which is also a signature of galaxy-galaxy interaction or radial migration. A theoretical tidal radius for the SMC is also estimated to be around this value, i.e.,  $4.0 - 5.2$  kpc (or  $3.7 - 4.8^\circ$  at the SMC distance, see Massana et al., 2020; Dias et al., 2022). Therefore, Parisi et al. (2022, submitted) defined the projected Main Body region based on this result by Dias et al. (2021).

The gaseous Bridge has been known for a long time Hindman et al. (1963), and some observations have restricted their formation to have happened about  $\sim 200$ - $300$  Myr ago (Harris, 2007) whereas some models predicted a formation  $\sim 150$  Myr ago (Zivick et al., 2018). Such an event would have caused a burst of star and star cluster formation by shock. If we analyse the distribution of star clusters in the Magellanic Bridge and check those that have ages determined (compilation by Bica et al., 2020, from heterogenous sources), we identify many clusters with ages between 100-200 Myr along the Bridge, but no clusters with ages 200-400 Myr in this region. Therefore, star clusters ages are useful to constrain those models that dated the Magellanic Bridge as  $\sim 150$  Myr old.

A second branch of the stellar Magellanic Bridge was detected by Belokurov et al. (2017) to the southward of the main Bridge. This Southern bridge is composed of RR Lyrae stars, i.e., old stellar populations. The first evidence for a third branch of the Bridge was detected as a foreground stellar population in the North of the SMC (Nidever et al., 2013; Omkumar et al., 2021). This so-called Northern bridge was only confirmed with the 3D position and 3D motion of star clusters in this region, showing that the clusters were pointing towards the LMC and moving towards the LMC (Dias et al., 2021), as part of the VISCACHA survey and spectroscopic follow-up.

The West Halo was defined by Dias et al. (2016) and proposed as a slice of the SMC moving outwards from the main body. Two years later, proper motion based studies confirmed this motion independently using HST, Gaia and VMC data (Zivick et al., 2018; Niederhofer et al., 2018). More recently, two studies based on star clusters have also confirmed the West Halo outward motion based on star clusters: Piatti (2021) analysed only proper motions as in the previous studies, whereas Dias et al. (2022) analysed the full 6D phase-space vector of the West Halo clusters. The latter study showed that the West Halo seems to be part of a larger structure extending from the Southwest to the North of the SMC on the background called Counter-bridge, a tidal coun-

terpart of the Magellanic Bridge located towards East in the foreground.

### 3.2. The LMC structure

The LMC has a more smooth shape in contrast to the SMC, with a thin disc with diameter of about 15 kpc and total width of about 4 kpc, tilted by  $i \approx 25 - 35^\circ$  following a line of nodes with  $\theta \approx 122 - 149^\circ$  (van der Marel & Cioni, 2001; Choi et al., 2018). Nevertheless, the disc is not completely flat, but it presents a warp in the Southwestern region pointing towards the SMC (see Olsen & Salyk, 2002; Choi et al., 2018). This warp starting at about 5 kpc from the LMC centre was predicted by the models of Besla et al. (2012) as a result of the LMC-SMC interactions, following the LMC-SMC bound scenario with first infall to the Milky Way.

We checked the LMC clusters observed within the VISCACHA survey in the first two years (internal data release 1) to search for any fingerprints of the interactions between SMC and LMC that caused the LMC disc warp. These clusters are distributed along a ring ranging  $PA \approx 80 - 210^\circ$ , the largest PA corresponding to the Southwestern region close to the warp. This group of clusters were located at galactocentric distances ranging from 5.0 – 6.5 kpc, corresponding to the beginning of the LMC warp. Santos et al. (2020) found that the group of clusters close to the LMC warp has a larger dispersion on core and tidal radii with respect to the clusters in other regions. Whether this coincidence is indeed a signature of the tidal interactions between SMC and LMC remains an open question, because as far as we are aware, the core radius of a star cluster is not affected by external effects, such as host galaxy interactions, but rather by internal effects (Gatto et al., 2021, and references therein). Further analysis should assess this matter to explain why the structure of star clusters close to the LMC warp are affected.

### 3.3. Star cluster dissolution

The SMC initial conditions in the simulations of Bekki & Chiba (2009) for example, assume a ellipsoidal distribution of younger stars and a spherical distribution of older stars. These spatial distributions are in agreement with observations of field stars, for example, from the VMC survey results (Rubele et al., 2018). However, when we check the most up-to-date catalogue of SMC star clusters by Bica et al. (2020), the younger clusters follow a similar distribution as the field stars, mainly along the Main Body and Magellanic Bridge, whereas the older clusters are much lower number, and although they seem to follow a spherical distribution, there is no central peak density as clearly identified in the observations and assumed by the models. Before any deep explanation for this discrepancy between older clusters and field stars distribution, we should consider two caveats (i) the source catalogue may not be complete; (ii) the available ages for the catalogued clusters are incomplete. The second caveat may affect the conclusions here as deep photometry is required to de-

termine older ages, because the main sequence turnoff of clusters with ages 3-6 Gyr has magnitude of about  $V \approx 21.5 - 22.0$  mag (e.g. Perren et al., 2017), which is the magnitude limit of most of the photometric surveys used to determine ages of a large number of catalogued clusters. Recently, Gatto et al. (2021) determined ages based on STEP survey deep photometry analysed with automatic isochrone fitting; even though they do not present any CMD to assess the quality of the isochrone fitting, and the reported uncertainties reach 50% in age, their results are in general agreement with the literature. In particular, the advantage of a deeper photometry is clearly proven, because previously shallow photometry probably underestimated the ages of clusters with the main sequence turnoff close to their magnitude limit, i.e., around 1 Gyr, and now, the STEP deeper photometry revealed that these clusters are in fact older. Even with this deeper photometry mainly on the central regions of the SMC, the relative number of older clusters is still small. As a conclusion, the lack of a central concentration of older clusters in the SMC is likely not due to the catalogue incompleteness, but rather to something physical. A possible explanation is that the older clusters were already dissolved.

In the context of the VISCACHA survey we are searching for clusters under dissolution to help understand the global cluster parameters and environmental conditions that boost cluster dissolution. Currently, we are investigating two effects: (i) low mass star loss in older low-mass clusters; (ii) clusters under-filling their Roche volume.

Chandar et al. (2010) predicted the dissolution limit in the mass-age plane of SMC star clusters showing that older and lower mass clusters are already dissolved. The observations at that time only covered higher-mass clusters, and now the VISCACHA survey is increasing the sample towards lower mass clusters. We already found one cluster below the dissolution limit: AM 3 is  $\sim 5$  Gyr old cluster with an observed present day stellar mass of the order  $\sim 10^2 M_{\odot}$  (Dias et al., 2014; Maia et al., 2019; Dias et al., 2022). Maia et al. (2019) found a present-day mass function that is essentially flat, i.e., there is a clear lack of low-mass stars that is not an effect of photometric completeness, but a real loss, regardless the assumed shape for the IMF.

Santos et al. (2020) compared the tidal radius of clusters that come from the King profile, which is a truncation on the radial density profile of the cluster, with the Jacobi radius that is calculated using the galacto-centric distance of the cluster, its mass, and the rotation curve of the host galaxy, and this is the physical limit beyond which the galaxy potential beats the cluster potential and any cluster star could be lost (Webb et al., 2014). The ratio between the tidal radius by the Jacobi radius is called Roche volume filling factor (Ernst & Just, 2013). If this factor is above 1.0, it means that a given cluster is close enough to the galaxy and it may lose its outer stars until relaxing to reach an equilibrium at 1.0. If this factor is below 1.0, it means that a given cluster was relaxed at a closer distance to the host galaxy and moved away very recently, and still did not have time to relax again and fill its new Jacobi radius, therefore this

is a candidate cluster that may have already lost its outskirts and we could investigate it further (Miholics et al., 2016). Another complication is SMC-LMC interactions that could cause additional tidal shocks and enhance cluster dissolution (e.g. Renaud & Gieles, 2013). We have been trying to spot a cluster that just lost outer stars and still did not relax with a Roche volume filling factor below 1.0, i.e., their structure and kinematics would reveal their dissolution, but no cluster have been detected so far (Santos et al., 2020).

#### 4. What comes next

The detailed star formation history since the formation of the SMC and LMC until the recent bursts can be assessed using the VISCACHA star clusters as proxies, field stars photometry from the existing OGLE (Udalski et al., 1992), VMC (Cioni et al., 2011), SMASH (Nidever et al., 2017), STEP (Ripepi et al., 2014) surveys among others, the interstellar medium and currently active star forming regions that will be covered by Local Volume Mapper (SDSS-V, Kollmeier et al., 2017) in the near future. This detailed information will provide further constraints to models that can assess how much of the star formation bursts were caused by internal galaxy evolution or SMC-LMC interactions.

The internal structure of the clusters as well as any possible extended halo and tidal streams can be studied using the deep and spatially resolved photometry of the VISCACHA survey for the cluster cores, combined with other seeing-limited surveys for the outskirts of the clusters, such as the existing SMASH and STEP surveys, and the near future stacked photometry from the LSST/Rubin (Olsen et al., 2018; Ivezić et al., 2019). This combination of datasets will allow discussions that compares the detailed information on Milky Way clusters with those from the Magellanic Clouds, for example: (i) ‘Why are the old massive clusters more elongated in the Magellanic Clouds with respect to their Milky Way counterparts?’; (ii) ‘How exactly did the SMC-LMC interactions affect star cluster structure, in particular cluster dissolution?’, among other questions. Very special cases can be deeply observed with HST, JWST (Gardner et al., 2006), GeMS+GSAOI at Gemini (McGregor et al., 2004; Rigaut et al., 2014).

Spectroscopic surveys are the natural next step to assess the detailed chemical evolution of the Magellanic Clouds and their star cluster populations, as well as kinematics. The APOGEE survey (SDSS-IV, Majewski et al., 2016) covered the LMC and SMC, and the data will be soon complemented by 4MOST (1001MC survey, de Jong et al., 2016; Cioni et al., 2019) and MOONS (Cirasuolo et al., 2014) in the near future. This data is crucial to be combined with the existing Gaia proper motions, even though only available for stars above the horizontal branch level of the SMC, and 0.5 mag deeper in the LMC, to understand the complex internal kinematics of the SMC and sort out the disc kinematics of the LMC. Proper motions for fainter stars are required, and the near future will provide at least relative proper motion measurements with enough precision from LSST/Rubin and JWST. The kinematics would

benefit a lot from a full 6D phase-space vector, because the LMC disc is tilted by about 25-35° and the SMC has a line-of-sight depth of about 20 kpc whereas its size projected on sky is only about 4 kpc. Star clusters from the VISCACHA survey can help tracing the 3D structure, as well other standard candles such as variable stars (RR Lyrae, Mira, Cepheids for old, intermediate and younger stellar populations, respectively) collected from OGLE, VMC, Gaia, LSST/Rubin. The chemical evolution will help checking the efficiency of mixing within each galaxy that may or may not have been affected by SMC-LMC interactions, and to compare it with the Milky Way and other satellite dwarf galaxies. Detailed chemical abundances of light elements in individual stars in a large sample of star clusters will help complete the puzzle defined in the Milky Way for multiple populations in star clusters as a function of age and mass. Very special cases can be deeply observed with MUSE+GALACSI (Bacon et al., 2010; Ströbele et al., 2012) to assess internal kinematics, star-to-star chemical abundances variation, stellar rotation as a possible cause for extended main sequence turnoff and more.

*Acknowledgements:* B.D. thanks the organisers of the 63<sup>rd</sup> AAA meeting for the invitation to give this talk and celebrate the 150<sup>th</sup> anniversary of the Astronomical Observatory of Córdoba. B.D. thanks the entire VISCACHA team for a great collaboration environment, the SOAR, Gemini and Gaia telescopes and their respective teams for providing superb quality data and service for our project.

## References

- Bacon R., et al., 2010, I.S. McLean, S.K. Ramsay, H. Takami (Eds.), *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7735, 773508
- Bekki K., Chiba M., 2009, PASA, 26, 48
- Belokurov V., et al., 2017, MNRAS, 466, 4711
- Besla G., et al., 2007, ApJ, 668, 949
- Besla G., et al., 2012, MNRAS, 421, 2109
- Bica E., et al., 2020, AJ, 159, 82
- Boylan-Kolchin M., et al., 2010, MNRAS, 406, 896
- Chandar R., Fall S.M., Whitmore B.C., 2010, ApJ, 711, 1263
- Choi Y., et al., 2018, ApJ, 866, 90
- Cioni M.R.L., et al., 2019, The Messenger, 175, 54
- Cioni M.R.L., et al., 2011, A&A, 527, A116
- Cirasuolo M., et al., 2014, S.K. Ramsay, I.S. McLean, H. Takami (Eds.), *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 9147, 91470N
- de Jong R.S., et al., 2016, C.J. Evans, L. Simard, H. Takami (Eds.), *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 9908, 99081O
- Di Teodoro E.M., et al., 2019, MNRAS, 483, 392
- Dias B., et al., 2014, A&A, 561, A106
- Dias B., et al., 2016, A&A, 591, A11
- Dias B., et al., 2021, A&A, 647, L9
- Dias B., et al., 2022, MNRAS, 512, 4334
- Diaz J.D., Bekki K., 2012, ApJ, 750, 36
- Ernst A., Just A., 2013, MNRAS, 429, 2953
- Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A1
- Gardiner L.T., Noguchi M., 1996, MNRAS, 278, 191
- Gardner J.P., et al., 2006, SSRv, 123, 485
- Gatto M., et al., 2021, MNRAS, 507, 3312
- Gunn J.E., Gott J. Richard I., 1972, ApJ, 176, 1
- Harris J., 2007, ApJ, 658, 345
- Hindman J.V., Kerr F.J., McGee R.X., 1963, Australian Journal of Physics, 16, 570
- Ivezić Ž., et al., 2019, ApJ, 873, 111
- Kollmeier J.A., et al., 2017, arXiv e-prints, arXiv:1711.03234
- Maia F.F.S., et al., 2019, MNRAS, 484, 5702
- Majewski S.R., APOGEE Team, APOGEE-2 Team, 2016, Astron. Nachr., 337, 863
- Martín-Navarro I., et al., 2012, MNRAS, 427, 1102
- Massana P., et al., 2020, MNRAS, 498, 1034
- Mathewson D.S., Cleary M.N., Murray J.D., 1974, ApJ, 190, 291
- McGregor P., et al., 2004, A.F.M. Moorwood, M. Iye (Eds.), *Ground-based Instrumentation for Astronomy, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 5492, 1033–1044
- Miholics M., Webb J.J., Sills A., 2016, MNRAS, 456, 240
- Moore B., Davis M., 1994, MNRAS, 270, 209
- Nidever D.L., et al., 2013, ApJ, 779, 145
- Nidever D.L., et al., 2017, AJ, 154, 199
- Niederhofer F., et al., 2018, A&A, 613, L8
- Olsen K., et al., 2018, arXiv e-prints, arXiv:1812.03139
- Olsen K.A.G., Salyk C., 2002, AJ, 124, 2045
- Omkumar A.O., et al., 2021, MNRAS, 500, 2757
- Parisi M.C., et al., 2015, AJ, 149, 154
- Perren G.I., Piatti A.E., Vázquez R.A., 2017, A&A, 602, A89
- Pfeffer J.L., et al., 2022, MNRAS, 509, 261
- Piatti A.E., 2021, A&A, 650, A52
- Putman M.E., et al., 1998, Nature, 394, 752
- Renaud F., Gieles M., 2013, MNRAS, 431, L83
- Rigaut F., et al., 2014, MNRAS, 437, 2361
- Ripepi V., et al., 2014, MNRAS, 442, 1897
- Rubele S., et al., 2018, MNRAS, 478, 5017
- Santos João F. C. J., et al., 2020, MNRAS, 498, 205
- Shipp N., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2107.13004
- Ströbele S., et al., 2012, B.L. Ellerbroek, E. Marchetti, J.P. Véran (Eds.), *Adaptive Optics Systems III, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 8447, 844737
- The Dark Energy Survey Collaboration, 2005, arXiv e-prints, astro-ph/0510346
- Udalski A., et al., 1992, AcA, 42, 253
- van der Marel R.P., Cioni M.R.L., 2001, AJ, 122, 1807
- Webb J.J., et al., 2014, MNRAS, 442, 1569
- Zivick P., et al., 2018, ApJ, 864, 55



# Estudio de la estructura interna de los cúmulos del Survey VISCACHA

M.J. Rodríguez<sup>1</sup>, B. Días<sup>2</sup>, F.S.M. Maia<sup>3</sup>, C. Feinstein<sup>1,4</sup>, G. Baume<sup>1,4</sup>, L. Kerber<sup>5</sup> & J.F.C. dos Santos Jr<sup>6</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Alta Investigación, Universidad de Tarapacá, Chile

<sup>3</sup> Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brasil

<sup>4</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>5</sup> Departamento de Ciências Exatas e Tecnológicas, UESC, Brasil

<sup>6</sup> Departamento de Física, ICEx – UFMG, Brasil

Contacto / jimeno@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / El análisis de la estructura interna de los cúmulos estelares nos puede brindar información importante acerca de la formación y evolución dinámica de los mismos. Utilizando los datos del Survey VISCACHA se realizó el estudio de la distribución espacial de estrellas en 83 cúmulos pertenecientes a las periferias de La Nube Menor y de la Nube Mayor de Magallanes. A través de la construcción del *minimum spanning tree*, se pudo caracterizar la estructura interna de cada cúmulo, obteniéndose los parámetros  $\bar{m}$ ,  $\bar{s}$  y  $Q$ , los cuales son útiles para distinguir entre distribuciones de puntos con simetría radial, homogéneas o con subestructuras. También se investigó la dependencia de estos parámetros con las distintas características de los cúmulos, como son sus edades y distribución espacial.

**Abstract** / The analysis of the internal structure of star clusters can provide us important information about their formation and dynamic evolution. Using data from the VISCACHA Survey, we studied the stars spatial distribution in 83 clusters belonging to the peripheries of the Large Magellanic Cloud and the Small Magellanic Cloud. Through the construction of the *minimum spanning tree*, it was possible to characterize the internal structure of each cluster, obtaining the parameters  $\bar{m}$ ,  $\bar{s}$  and  $Q$ , which are useful for distinguishing between radial symmetry, homogeneous or substructured distributions. The dependence of these parameters with the different characteristics of the clusters, such as their ages and spatial distribution, was also investigated.

**Keywords** / Magellanic Clouds — galaxies: star clusters: general

## 1. Introducción

La distribución interna de estrellas en una agrupación estelar cambia a lo largo del tiempo. Los grupos jóvenes presentan en general una estructura en la que se puede observar pequeños subgrupos de estrellas (ej. Elmegreen, 2010; Rodríguez et al., 2020). Esta distribución, conocida como estructura fractal, se piensa que es heredada de los mecanismos turbulentos que tienen lugar en la nube molecular progenitora y que desencadenan la formación estelar (Elmegreen & Scalo, 2004). Simulaciones numéricas y estudios observacionales, sugieren que esta fractalidad se va perdiendo poco a poco con el tiempo, dando paso a una concentración central de estrellas con un perfil de densidad radial (Schmeja & Klessen, 2006; Sánchez & Alfaro, 2009; Parker et al., 2014). La evolución dinámica de una agrupación estelar es un proceso complejo que involucra entre otras cuestiones la energía cinética total del sistema, el potencial gravitatorio de la masa total, la cantidad de gas que es removido del sistema en su etapa inicial y la velocidad a lo que esto sucede, y el ambiente galáctico en el que se encuentran.

Con el fin de comprender mejor las escalas de tiempo

en la cual los cúmulos estelares pierden su estructura fractal inicial y la evolución dinámica de los mismos, en el presente trabajo se ha estudiado la estructura interna de 83 cúmulos pertenecientes a las Nubes de Magallanes.

## 2. Datos

Se utilizaron los datos del Data Release I del Survey VISCACHA (Maia et al., 2019; Santos et al., 2020). Los mismos corresponden a datos fotométricos (bandas *BVI*). Ellos cubren campos de  $3' \times 3'$  centrados en la dirección de 83 cúmulos localizados en las regiones más exteriores de la Nube Mayor y de la Nube Menor de Magallanes (LMC y SMC, respectivamente por sus siglas en inglés). Los datos fueron obtenidos con el telescopio SOAR de 4.1 m más su módulo de óptica adaptativa (SOAR Telescope Adaptive Module, SAM) que permite alcanzar una alta resolución espacial.

Se estudiaron 51 cúmulos en la LMC con distancias entre 4.5 y 6.5 kpc al centro de esta galaxia, y 32 en la SMC con distancias entre 1 y 6.5 kpc al centro de la misma. Los cúmulos estudiados abarcan un amplio rango de edades entre 40 Myr y 5.5 Gyr (Santos et al., 2020).

### 3. Estructura interna de los cúmulos

#### 3.1. Método

Para estudiar la estructura interna de los cúmulos estelares empleamos el método del *minimum spanning tree* (MST, ej. Hetem & Gregorio-Hetem, 2019; Rodríguez et al., 2020) El MST de una distribución de puntos, es la red de líneas rectas que conecta todos los puntos de forma tal que la suma total de los segmentos conectados sea mínima y además que no haya bucles cerrados. A partir del MST se calcularon dos parámetros,  $\bar{m}$  es la longitud media de los segmentos y  $\bar{s}$  es la separación media de los puntos, ambas cantidades normalizadas por el tamaño del cúmulo.

Cartwright & Whitworth (2004) introdujeron el parámetro  $Q$  como una herramienta para estudiar la distribución de estrellas en un cúmulo. Este parámetro se define como  $Q = \bar{m}/\bar{s}$ . Valores de  $Q \sim 0.8$  corresponden a una distribución uniforme de estrellas, mientras que si  $Q < 0.8$  se tiene una distribución fractal, y si  $Q > 0.8$  la distribución es radial con una concentración central de estrellas.

#### 3.2. Análisis

Se calculó el valor de  $Q$  para todos los cúmulos, tomando en cuenta solo las estrellas del cúmulo con magnitud  $v < 22$  y errores en magnitudes  $v$  e  $i$  menores a 0.1. De esta forma se minimizaron los errores por contaminación de estrellas no miembros. El análisis fue repetido utilizando distintos valores para el radio del cúmulo:  $2R_c$ ,  $2.5R_c$  y  $3R_c$ . Siendo  $R_c$  el radio del núcleo del cúmulo derivado en Santos et al. (2020). En la Figura 1 se muestra el histograma de valores de  $Q$  obtenidos utilizando un radio de  $2.5R_c$ , donde vemos que la gran mayoría de cúmulos presenta valores superiores a 0.8, por lo tanto presentan una estructura homogénea o con una concentración central. Por otro lado, encontramos que la diferencia en valores de  $Q$  obtenidos con los distintos radios es menor a 0.05 para la gran mayoría de los cúmulos. Por lo tanto, en este trabajo solo se presentan los resultados obtenidos utilizando un valor de  $2.5R_c$ , pero se observan las mismas tendencias y similares resultados utilizando  $2R_c$  y  $3R_c$ .

### 4. Resultados y discusión

En la Fig.2 se muestra el diagrama de  $\bar{m}$  vs.  $\bar{s}$ , el cual constituye una herramienta típica de este tipo de análisis. En él se puede ver que los cúmulos estudiados siguen el comportamiento predicho por los modelos para cúmulos con una distribución radial de estrellas (Parker et al., 2014). El gradiente de color indica la edad, en aquellos cúmulos para los que se tiene esta cantidad (Santos et al., 2020). En este gráfico se puede observar una tendencia general en la que a medida que los cúmulos son más viejos parecen ir ubicándose más hacia la izquierda y hacia abajo del diagrama, lo que corresponde en los modelos a cúmulos con una mayor concentración central (Lomax et al., 2018).

Los resultados de la Fig. 2 indican que la distribu-

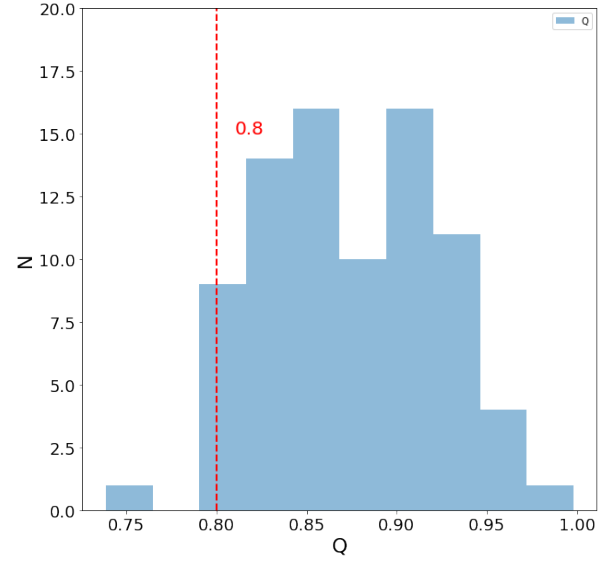


Figura 1: Histograma de los valores de  $Q$  obtenidos empleando un radio de  $2.5R_c$ . La línea roja indica el valor de  $Q=0.8$ .

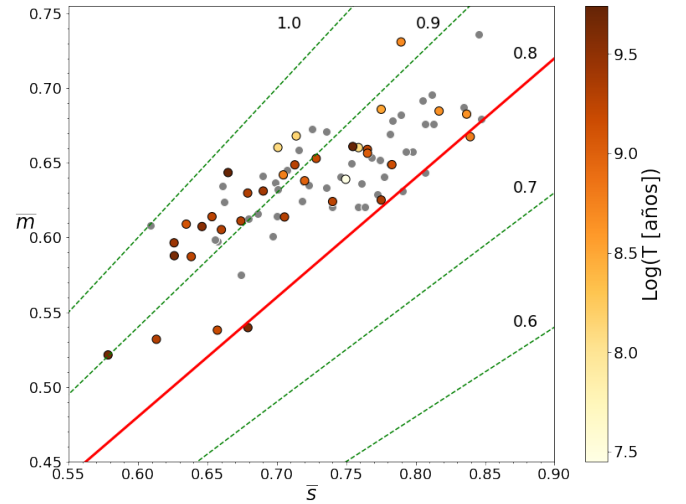


Figura 2: Diagrama  $\bar{m}$  vs.  $\bar{s}$ . La línea roja indica  $Q=0.8$ , las líneas verdes punteadas indican otros valores de  $Q$ . El gradiente de color representa la edad de los cúmulos.

ción interna de estrellas en un cúmulo parece evolucionar con la edad ( $T$ ). Para investigar este comportamiento, en la Fig. 3 se presenta el diagrama de  $Q$  vs.  $\text{Log}(T/R_t)$ , donde  $R_t$  es el radio de marea del cúmulo, calculado en Santos et al. (2020). Esta cantidad mide la edad del cúmulo normalizada por el tamaño del mismo, lo cual da una idea del estado dinámico del cúmulo (Sánchez & Alfaro, 2009). Los cúmulos fueron separados por color y símbolos según la región a la que pertenecen (ver Fig. 4), siguiendo la distribución espacial utilizada en Santos et al. (2020).

En la Fig. 3 se puede observar entonces que parece haber una correlación positiva entre  $Q$  y  $\text{Log}(T/R_t)$ , aunque en general los datos no siguen la relación encontrada por Sánchez & Alfaro (2009) para cúmulos de la Vía Láctea (línea punteada roja). Sólo algunos cúmu-



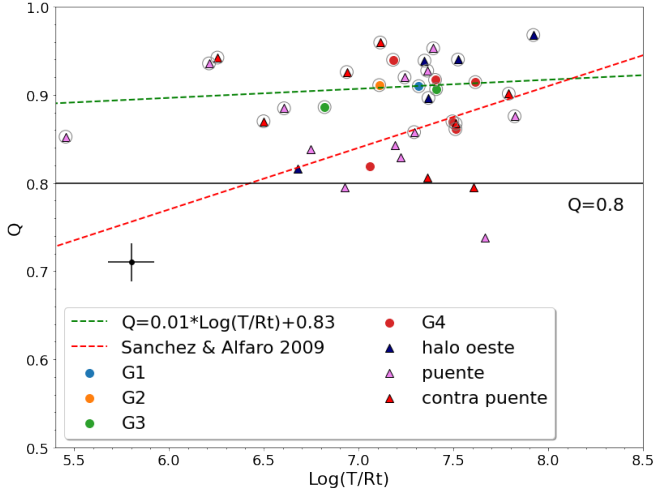


Figura 3: Diagrama de  $Q$  vs.  $\text{Log}(T/R_t)$ . Puntos de distintos símbolos y colores representan cúmulos pertenecientes a distintas regiones (ver Fig. 4). La relación hallada por Sánchez & Alfaro (2009) se muestra con una línea roja punteada. La línea verde indica el ajuste realizado para los cúmulos estudiados en este trabajo que no fueron removidos mediante el método *sigma clipping*, los mismos están señalados con círculos grises. Con barras de error se indican los errores medios.

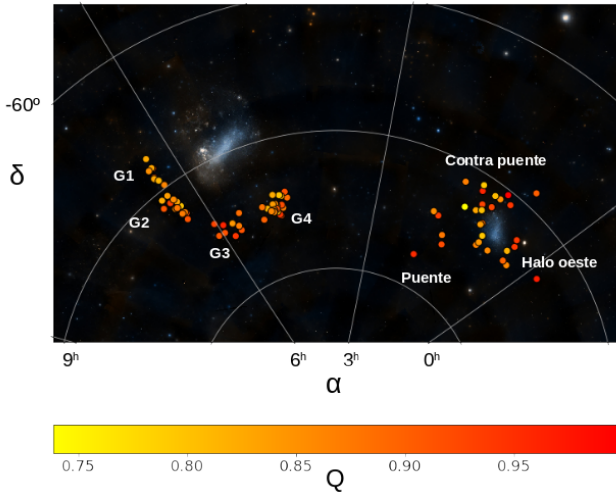


Figura 4: Distribución espacial de los cúmulos estudiados. Se indican los distintos grupos observados en Santos et al. (2020). El gradiente de color indica los valores de  $Q$ . La imagen color pertenece al *Digitized Sky Survey* (DSS).

los pertenecientes al puente, contra puente y la región G4, parecen seguir bien esta relación. Por otro lado, se ha realizado un ajuste (línea verde), aplicando una

limpieza por *sigma clipping*, prevaleciendo entonces los cúmulos indicados con un círculo gris.

En la Fig 4 se muestra la distribución espacial de todos los cúmulos estudiados, donde se indicó el valor de  $Q$  de cada cúmulo usando un gradiente de color. En esta figura se observa que los cúmulos más alejados del centro de cada galaxia son los que parecen tener mayores valores de  $Q$ .

## 5. Conclusiones

En este trabajo se ha caracterizado la distribución interna de una muestra relativamente grande de cúmulos estelares en las Nubes de Magallanes abarcando un rango amplio de edad. Se destacan los siguientes puntos como principales conclusiones de nuestro trabajo:

- El 98 % de los cúmulos estudiados tiene una distribución de estrellas homogénea o un perfil de densidad radial con una concentración central.
- Dado el rango de edades de los cúmulos estudiados, nuestros resultados sugieren que la estructura fractal desaparecería antes de los 40 Myr.
- Se observa una tendencia general que indica que el valor de  $Q$  aumenta con la edad dinámica, confirmando lo indicado por varias simulaciones (ej. Parker et al., 2014). No obstante, la tendencia hallada sería menor que la encontrada por Sánchez & Alfaro (2009) para cúmulos de la Vía Láctea.
- Se observa que los cúmulos más alejados del centro de cada galaxia presentan en general mayores valores de  $Q$ .

*Agradecimientos:* Los autores agradecen al editor y al árbitro de este artículo por sus sugerencias y comentarios. Trabajo parcialmente financiado por el PIP 112-201701-00055 de CONICET, el Programa de Incentivos 11/G158 de la UNLP y el PICT 2019-0344 de la Agencia I+D+i.

## Referencias

- Cartwright A., Whitworth A.P., 2004, MNRAS, 348, 589  
 Elmegreen B.G., 2010, R. de Grijs, J.R.D. Lépine (Eds.), *Star Clusters: Basic Galactic Building Blocks Throughout Time and Space*, vol. 266, 3–13  
 Elmegreen B.G., Scalo J., 2004, ARA&A, 42, 211  
 Hetem A., Gregorio-Hetem J., 2019, MNRAS, 490, 2521  
 Lomax O., Bates M.L., Whitworth A.P., 2018, MNRAS, 480, 371  
 Maia F.F.S., et al., 2019, MNRAS, 484, 5702  
 Parker R.J., et al., 2014, MNRAS, 438, 620  
 Rodríguez M.J., Baume G., Feinstein C., 2020, A&A, 644, A101  
 Sánchez N., Alfaro E.J., 2009, ApJ, 696, 2086  
 Santos João F. C. J., et al., 2020, MNRAS, 498, 205  
 Schmeja S., Klessen R.S., 2006, A&A, 449, 151



# Kron 27: ¿otro cúmulo globular genuino en la Nube Menor de Magallanes?

A.V. Ahumada<sup>1,2</sup>, L.R. Vega-Neme<sup>1,3</sup>, F.O. Simondi Romero<sup>1,4</sup>, R. Asa'd<sup>5</sup> & J.M. Ramos Lázaro<sup>6</sup>

<sup>1</sup> Universidad Nacional de Córdoba, Observatorio Astronómico, Córdoba, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>4</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>5</sup> Physics Department, American University of Sharjah, Emiratos Árabes

<sup>6</sup> Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Perú

Contacto / andrea.ahumada@unc.edu.ar

**Resumen** / Se presentan los parámetros astrofísicos del cúmulo estelar (CE) Kron 27 (K 27) de la Nube Menor de Magallanes (NmM) en base a espectros integrados de regular calidad en la región del óptico. Los resultados, obtenidos a partir de la medición de anchos equivalentes y ajustes de espectros patrones (o *templates*), mostrarían que K 27 podría ser tan viejo como NGC 121, el CE más viejo conocido en la galaxia vecina. Ya que este resultado podría aportar nuevas claves acerca de la formación y evolución de la NmM como un todo, es preciso refinar este estudio para poder confirmar estos valores.

**Abstract** / By means of flux-calibrated integrated spectroscopy in the optical range, we present astrophysical parameters of the Small Magellanic Cloud (SMC) star cluster (SC) Kron 27 (K 27). The results, derived by equivalent widths and template matching, indicate that K 27 could be as old as NGC 121, the oldest SC in the neighbour galaxy have known so far. These outstanding results locate K 27 as one of the SC that could provide new keys concerning the study of the formation and evolution of the SMC as a whole, so it is necessary refining this study to confirm these values.

**Keywords** / galaxies: individual (SMC) — galaxies: star clusters: individual (Kron 27) — techniques: spectroscopic

## 1. Introducción

Conocer los parámetros astrofísicos de los cúmulos estelares (CE) resulta fundamental ya que constituyen los elementos principales de las galaxias (Chilingarian & Asa'd, 2018). La Nube Menor de Magallanes (NmM) es una de las galaxias más cercanas a la Vía Láctea (VL), por lo tanto sus CE pueden ser estudiados a partir del análisis de sus estrellas individuales y de técnicas integradas. Tal como indica Tapia Reina et al. (2022), la espectroscopía integrada resulta ser una técnica muy confiable a la hora de determinar edades, enriquecimientos y abundancias químicas de CE en general.

El objetivo de este trabajo es analizar el CE Kron 27 (K 27) como un potencial cúmulo globular (CG) genuino de la NmM, el cual fuera catalogado por vez primera por Kron (1956). De acuerdo al último catálogo de Bica et al. (2020), en el que presenta 626 CE resueltos, solamente uno sería un cúmulo globular (CG) genuino (NGC 121). En la Sección 2 se presentan las observaciones espectroscópicas. Una revisión de los antecedentes sobre este CE en la Sección 3. Las mediciones de los anchos equivalentes (AE) de determinadas ventanas espectrales se presentan en la Sección 4 como así también la determinación de parámetros a partir del ajuste de espectros patrones o *templates*. Por último, en la Sección

5 se presentan los comentarios finales.

## 2. Observaciones

K 27 está localizado a  $\sim 1^\circ$  al sur del centro óptico de la NmM (Fig.1) ( $\alpha_{2000} = 00^h 52^m 12^s$ ,  $\delta_{2000} = 72^\circ 49' 04''$ ; (de Vaucouleurs & Freeman, 1972)). En la Fig. 1 también se muestra la distribución espacial de los CE de la NmM de acuerdo al catálogo de Bica et al. (2020), discriminando CE de edad intermedia y CG. El CE en estudio es relativamente compacto con una magnitud integrada  $V = 12.65$  (Rafelski & Zaritsky, 2005), tal como se muestra en la Fig. 2, en donde se indica el área total barrida en las observaciones. K 27 es un CE apropiado para aplicar la espectroscopía integrada ya que es lo suficientemente compacto como para obtener información tanto del objeto bajo estudio como del fondo de cielo. De esta manera es posible restar el cielo que lo circunda. Las observaciones fueron realizadas en el CASLEO utilizando el telescopio "Jorge Sahade" junto al espectrógrafo REOSC en el modo de dispersión simple. El espectro final obtenido corresponde a 10 observaciones de 10 minutos cada una, y presenta una razón señal-ruido regular, de tan solo 16 (Fig.3). Se remite al lector a Ahumada et al. (2019) para una descripción del instrumental utilizado y sobre la reducción de los datos.

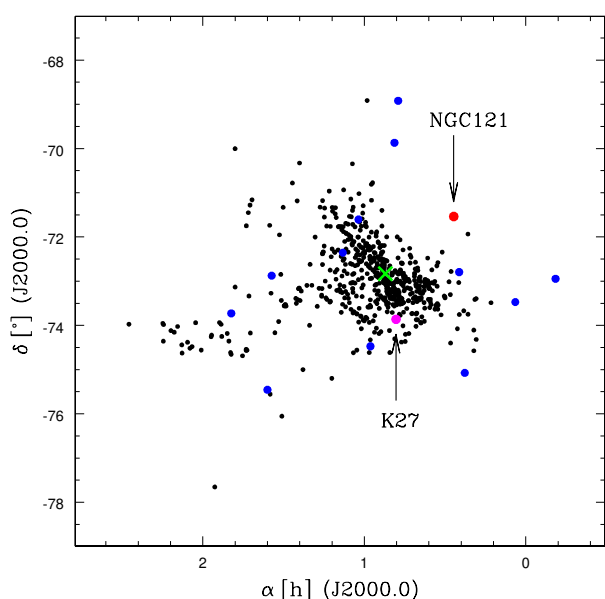


Figura 1: Distribución espacial de los CE de la NmM (Bica et al., 2020). Los CE de edad intermedia se presentan en azul, mientras que NGC 121 en rojo y K 27 en magenta. El centro óptico de la NmM está indicado con una cruz.

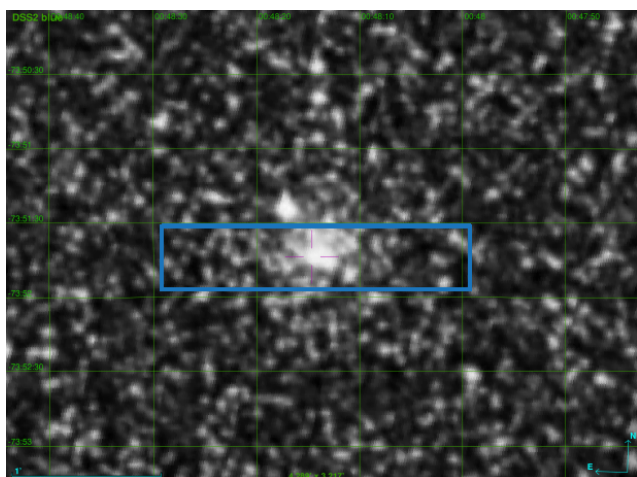


Figura 2: Imagen ( $4.3' \times 3.2'$ ) del DSS centrada en K 27. La región observada se presenta con un recuadro celeste. El norte está hacia arriba y el este a la izquierda.

### 3. Antecedentes

Existen trabajos previos relacionados con K 27, a saber: Rafelski & Zaritsky (2005), en base a colores integrados y modelos de poblaciones estelares simples, presentan a K 27 como un CE viejo; por otra parte, a partir del ajuste de isócronas teóricas a sus diagramas color-magnitud (DCM), y adoptando valores constantes de distancia y metalicidad ( $Z = 0.004$ ), Glatt et al. (2010) encontraron una edad de  $500 \times 10^6$  años ( $316 - 1000 \times 10^6$  años) y un exceso de color:  $E(B - V) = 0.08$ ; mientras que Palma et al. (2015), ajustando isócronas a DCM realizados con datos del sistema fotométrico de Washington, reporta-

ron una edad de  $1.1 \times 10^9$  años; por último, Bitsakis et al. (2018) aplicando un método automático indicaron que K 27 sería tan viejo como  $400 \times 10^6$  años.

### 4. Resultados

Un primer valor de edad se obtuvo a partir de los AE de las primeras cuatro líneas de Balmer, los que fueron medidos teniendo en cuenta las ventanas espectrales y los puntos del continuo definidos por Bica & Alloin (1986a). Las incertezas resultantes en las mediciones corresponden a valores inferiores a  $0.7 \text{ \AA}$ , valor que fuera determinado de acuerdo a diferentes trazas del continuo. Seguidamente se interpolaron estos valores en la calibración de edades de Bica & Alloin (1986b) y se encontró que el rango de edades de K 27 estaría entre edades intermedias y CG genuinos. Para refinar esta edad, se utilizaron los diagramas de diagnóstico (DD) de Santos & Piatti (2004), que tienen en cuenta además los valores  $S_h$  y  $S_m$ , definidos como  $AE(H\beta) + AE(H\gamma) + AE(H\delta)$ , y  $AE(Ca II K) + AE(Banda G (CH)) + AE(Mg I)$ , respectivamente. Las mediciones se presentan en la Tabla 1. La edad derivada para K 27 indicaría que es más viejo que  $2.5 \times 10^9$  años, o bien, podría ser tan viejo como un CG genuino con edades del orden de  $10^{10}$  años (Gratton et al., 2019).

Por otra parte, el método de ajuste de espectros de referencia, consiste en comparar el espectro integrado de un CE con un *template* de propiedades bien determinadas, variando el enrojecimiento ( $E(B - V)$ ) que afecta al CE, hasta obtener el mejor ajuste, el cual se determina a partir del flujo residual que involucra tanto el espectro corregido como el espectro de referencia. Teniendo en cuenta el rango de edades derivado a partir de los AE y los DD, se seleccionaron diferentes *templates* de edades intermedias y más viejos aún, siendo el mejor ajuste obtenido con el *template* G4 de Bica (1988), que representa un CG genuino con  $[Fe/H] = -1.5$ , luego de corregir a K 27 por  $E(B - V) = 0.05$  magnitudes (Fig.3). Se decidió utilizar también la biblioteca de espectros integrados de CG de la VL creada por Schiavon et al. (2005), y teniendo en cuenta el valor de abundancia correspondiente al *template* G4, se encontró que el mejor ajuste se logra con el espectro integrado de NGC 2298 ( $[Fe/H] = -1.9$ ) (Fig.4). Finalmente, y en esta línea, se decidió comparar el espectro integrado de K 27 con NGC 121, el único CG genuino conocido hasta el momento de la NmM, cuyo espectro integrado ya había sido publicado (Ahumada et al., 2002). La comparación es más que razonable (Fig.5).

### 5. Comentarios finales

Si bien los resultados que se encuentran a partir de la espectroscopía integrada, indicarían que K 27 presentaría características similares a un CG genuino, tanto por su edad como por su abundancia química ( $[Fe/H] = -1.5; -1.9$ ), los datos obtenidos corresponden a espectros de muy baja calidad. Teniendo en cuenta que las edades presentadas por otros autores, si bien ningún estudio previo es lo suficientemente detallado, dichas edades son considerablemente menores a la estimada en el

Tabla 1: Características de las líneas medidas en el espectro de K 27.

	<i>KCa II</i>	<i>Hδ</i>	<i>Banda G (CH)</i>	<i>Hγ</i>	<i>Hβ</i>	<i>Mg I</i>	<i>Hα</i>	<i>S<sub>h</sub></i>	<i>S<sub>m</sub></i>
$\lambda_0$ (Å)	3933.7	4101.7	4306.0	4340.5	4861.3	5170.0	6562.8		
AE (Å)	18.5	8.4	4.4	7.9	6.0	5.4	4.8	22.3	28.3

$\lambda_0$  es la longitud de onda en reposo del principal absorbedor de esa ventana.

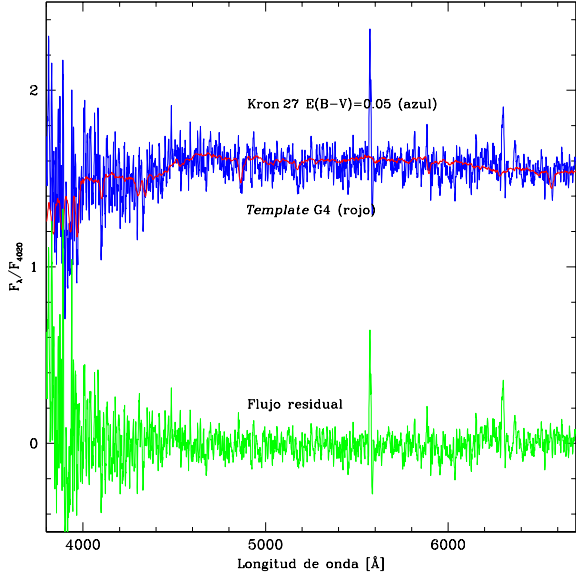


Figura 3: Comparación entre el espectro integrado de K 27 corregido por enrojecimiento (azul) y *template* G4 (rojo). El flujo residual se presenta en verde.

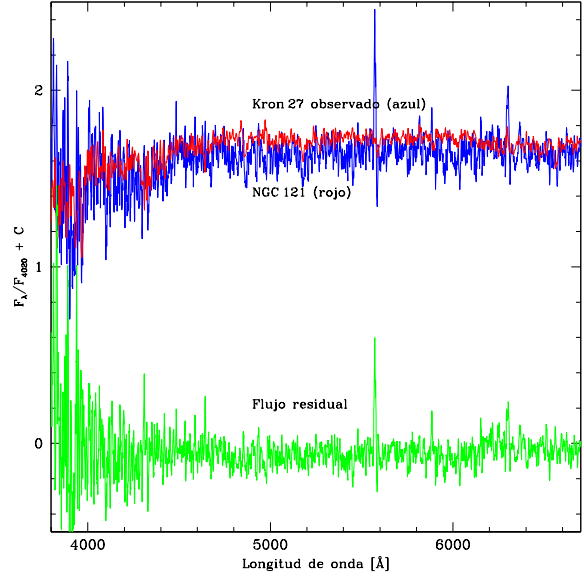


Figura 5: Comparación entre el espectro integrado de K 27 (azul) y el espectro de NGC 121 (rojo). Ídem Fig. 3.

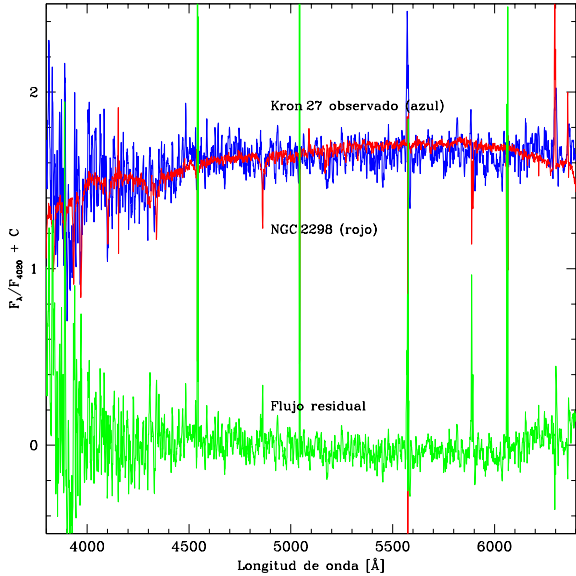


Figura 4: Comparación entre el espectro integrado de K 27 (azul) y el espectro de NGC 2298 (rojo). Ídem Fig. 3.

presente trabajo, por lo que no se puede arribar a un resultado definitivo. Se espera obtener prontamente datos

de mejor calidad para poder concluir si K 27 se encuentra en el grupo de CG genuinos junto a NGC 121.

*Agradecimientos:* Based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan.

## Referencias

Ahumada A.V., et al., 2002, *A&A*, 393, 855  
 Ahumada A.V., et al., 2019, *PASP*, 131, 024101  
 Bica E., 1988, *A&A*, 195, 76  
 Bica E., Alloin D., 1986a, *A&A*, 162, 21  
 Bica E., Alloin D., 1986b, *A&AS*, 66, 171  
 Bica E., et al., 2020, *AJ*, 159, 82  
 Bitsakis T., et al., 2018, *ApJ*, 853, 104  
 Chilingarian I.V., Asa'd R., 2018, *ApJ*, 858, 63  
 de Vaucouleurs G., Freeman K.C., 1972, *Vistas in Astronomy*, 14, 163  
 Glatt K., Grebel E.K., Koch A., 2010, *A&A*, 517, A50  
 Gratton R., et al., 2019, *A&A Rv*, 27, 8  
 Kron G.E., 1956, *PASP*, 68, 125  
 Palma T., et al., 2015, *BAAA*, 57, 102  
 Rafelski M., Zaritsky D., 2005, *AJ*, 129, 2701  
 Santos J. F. C. J., Piatti A.E., 2004, *A&A*, 428, 79  
 Schiavon R.P., et al., 2005, *ApJS*, 160, 163  
 Tapia Reina M., Simondi Romero F., Ahumada A., 2022, *BAAA*, enviado



# On the Magellanic Clouds stellar clusters characterization from their integrated spectra

F.O. Simondi Romero<sup>1</sup>, A.V. Ahumada<sup>1,2</sup> & L.R. Vega-Neme<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> *Universidad Nacional de Córdoba, Observatorio Astronómico, Córdoba, Argentina*

<sup>2</sup> *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

Contact / federico.simondi.romero@unc.edu.ar

**Resumen** / Como parte de un trabajo realizado sobre cúmulos estelares (CE) de las Nubes de Magallanes, se presentan resultados en edad, metalicidad y exceso de color para HW 22, aplicando diferentes métodos (anchos equivalentes, ajuste por espectros patrón y síntesis espectral) a partir del espectro integrado del CE. Este CE interesante sería más viejo de lo indicado en trabajos anteriores, y podría contener poblaciones estelares múltiples. Se discuten los resultados obtenidos en comparación con los resultados de literatura.

**Abstract** / As part of a work carried out on Magellanic Clouds (MCs) stellar clusters (SCs), we present results in age, metallicity and reddening for HW 22, applying different methods (equivalent widths (EWs), template matching and spectral synthesis) from the SC's integrated spectrum. This interesting SC would be older than previous calculations, and could harbour multiple stellar populations (MPs). We present results derived by other authors and discuss them in comparison to our results.

**Keywords** / galaxies: individual (SMC) — galaxies: star clusters: individual (HW 22) — techniques: spectroscopic

## 1. Introduction

Integrated spectroscopy has proven to be a marvelous tool on dating SCs from their integrated spectra, as stated in Tapia Reina et al. (2022) and references therein. The technic (Bica & Alloin, 1986a) provides reliable information about their ages, reddenings and metallicities, and is suitable for studying small angular size SCs. Since SCs are the building blocks of their host galaxies, studying their astrophysical parameters is very important, not only to know about the SCs themselves but also regarding the formation and evolution of the galaxies they belong to. The MCs are one of our closest neighbours, with the Large Magellanic Cloud (LMC) being  $(50 \pm 1)$  kpc away (Pietrzyński et al., 2019), and the Small Magellanic Cloud (SMC) located at a distance of  $(62.1 \pm 1.9)$  kpc (Graczyk et al., 2020). Given their relative proximity, they represent an excellent environment to investigate the mentioned issues.

Cid Fernandes & González Delgado (2010), fitting LMC and SMC SCs integrated spectra to synthetic models, derived reddenings, ages, and metallicities, finding, in general, a very good match with values from previous works. Also, Asa'd et al. (2013) found that integrated spectra in the optical wavelength range, when compared with high-resolution computational models, provide very good age predictions, showing that the spectral method is more robust in resolving the problem of age-extinction degeneracy. In the authors' words, both studies become more trustworthy the astrophysical parameters obtained from integrated spectra.

On the other hand, we already know that SCs do not

present, in general, single stellar populations (SSPs), not only concerning to the Galactic globular clusters (GCs) (Gratton et al., 2012) or LMC SCs (Mucciarelli et al., 2009), but also evidence for MPs was found in SMC SCs. In effect, Hollyhead et al. (2016) measured two bands strengths in Kron3 spectrum, finding subpopulations for this intermediate age SC (IAC), while Dalessandro et al. (2016) found the same in NGC 121, using *Hubble Space Telescope* (HST) high resolution photometric and spectroscopic data.

Here, as a part of an ongoing program to study the MCs SCs, we present astrophysical parameters of HW 22 and confirm it harbours MPs. This work is organized as follows. In Section 2, we present the SC spectroscopic observations. The measurements of EWs for selected absorption lines, the different methods to determine HW 22 parameters, as well as the results derived by other authors are described in Section 3. Finally, concluding remarks are presented in Section 4.

## 2. Observations

HW 22 (Fig. 1) ( $\alpha_{2000} = 00^h 46^m 45.2^s$ ,  $\delta_{2000} = 72^\circ 03' 46''$ ; Bica et al. 2008) was first catalogued by Hodge & Wright (1974) studying the Cerro Tololo InterAmerican Observatory *Curtis Schmidt* plates. It was also catalogued as [RZ2005]49 (Rafelski & Zaritsky, 2005). HW 22 is a suitable SC to carry out integrated spectroscopic observations, since it is bunched enough to allow the observation of both object and surrounding background regions along the slit. This way its inte-

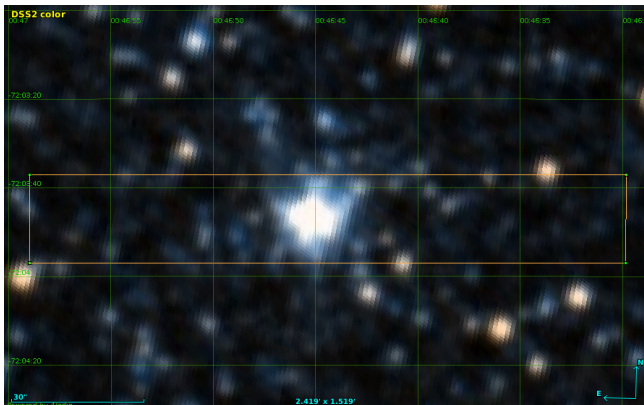


Figure 1: DSS2 color image for HW 22. The observed region is indicated with an orange rectangle. The map is  $2.4' \times 1.5'$ . North is up, and East is left.

grated spectrum reflects the synthesis of its stellar content. The data of HW 22 is part of a systematic spectroscopy survey of Magellanic Clouds SCs which is being undertaken at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) in San Juan, Argentina. The observations were carried out with the “*Jorge Sahade*” 2.15 m telescope in October 31<sup>st</sup>, 2019. We refer the reader to Ahumada et al. (2019) for a detailed description of the adopted observational strategy and reduction procedure.

### 3. Parameter determination

We obtained HW 22 astrophysical parameters through different methods, which are briefly explained below. More details in Ahumada et al. (2016, 2019). We also present literature data derived from other methods.

#### 3.1. EW and diagnostic diagrams

EWs of the Balmer lines ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ) and metallic features ( $Ca II K$ ,  $G band(CH)$ ,  $Mg I$ ) were measured taking into account the spectral windows defined by Bica & Alloin (1986a). We present our results in Table 1, where the EWs are given in Angstrom units ( $\text{\AA}$ ). The resulting uncertainties in the EWs were found to be around 1  $\text{\AA}$ , according to different traces of the continuum. Bica & Alloin (1986b) presents an age calibration using Balmer’s EWs in their Table II. Interpolating our values in the age calibration of Bica & Alloin (1986b), we found that HW 22 would be among the IACs age range. To refine this age, we used the calibrations and diagnostic diagram of Santos & Piatti (2004) (their Fig. 4), which takes into account  $Sh$  and  $Sm$  values, defined as  $H\beta+H\gamma+H\delta$ , and  $Ca II K + G band(CH) + Mg I$ , respectively. The derived age of HW 22 would be older than 2.5 Gyr; and according to Fig. 2 of Santos & Piatti (2004), it could be as old as 8 Gyr.

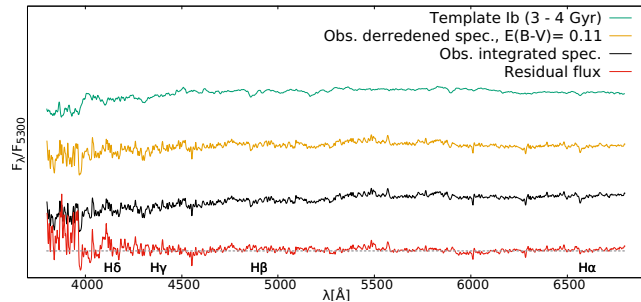


Figure 2: Template fit for HW 22. From top to bottom,  $Ib$  template (light blue); obs. derreddened spec.,  $E(B-V)=0.11$  (yellow); obs. integrated spec. (black); and residual flux (red). Spectra normalized at 5300  $\text{\AA}$ . First Balmer lines are labelled.

#### 3.2. Template matching

This method consists of comparing the observed spectrum of an SC to a template with well-determined properties and varying the reddening value that affects the SC and the selected template until obtaining the best fit, given by the residual flux which involves the corrected observed spectrum and the chosen template. This template match was done applying the Fast Integrated Spectra Analyzer algorithm (*FISA*, Benítez-Llambay (2012)). Taking into account the previous age range derived, we selected templates from Piatti et al. (2002) of intermediate-ages open clusters (OC). In Fig. 2 we present the best fit obtained with  $Ib$  template, which represents OC with ages between (3–4) Gyr and the observed spectrum of HW 22 corrected by  $E(B-V) = 0.11$  magnitudes. Although from previous results we calculated an age close to 8 Gyr, the oldest template on the library is  $Ib$ , thus the integrated spectrum of HW 22 would be a new template itself for older objects, in the range of (4–8) Gyr.

#### 3.3. Full-spectrum fitting

Stellar population models are profitable tools to investigate the astrophysical properties of SCs (Maraston et al., 2020). In this work, we have used the publicly available code *STARLIGHT* (Cid Fernandes et al., 2005) with the Bruzual & Charlot (2003) SSP models for selected values of metallicities and ages, in combination with the *MILES* stellar spectral library (Sánchez-Blázquez et al., 2006). Age range values derived previously, allowed us to limit the SSPs used, considering only ages younger than 10 Gyr, while for the metallicities those between  $Z = 0.0004$  and  $Z = 0.02$  were used. The best full-spectrum fitting achieved with HW 22 observed spectrum is shown in Fig 3, where mean age and  $[Fe/H]$  were derived by considering flux weighted contributions of each SSP. The typical adopted errors are around (0.1 – 0.2) dex for age  $\log(t)$  and around (0.3 – 0.4) for abundance  $[Fe/H]$  (González Delgado & Cid Fernandes, 2010). On a forthcoming paper we will show a detailed table of the SSPs used and their contributions to the synthetic spectra, which would be dominated by 10 Gyr old SSP.

Table 1: EWs measurements (in Å).

<i>K Ca II</i>	<i>Hδ</i>	<i>G Band (CH)</i>	<i>Hγ</i>	<i>Hβ</i>	<i>Mg I</i>	<i>Hα</i>	<i>S<sub>h</sub></i>	<i>S<sub>m</sub></i>
10.6	3.3	4.9	3.7	2.7	1.5	3.6	9.7	17.0

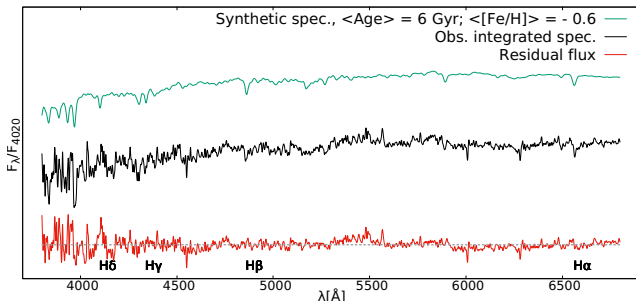


Figure 3: STARLIGHT fit for HW 22. From top to bottom, synthetic spectrum (light blue); obs. integrated spec. (black); and residual flux (red). Spectra normalized at 4020 Å. First Balmer lines are labelled.

### 3.4. Literature parameters

As mentioned in the Introduction, there are some previous works related to HW 22. Kontizas (1980) presented the first colour-magnitude diagram (CMD) and characterizes it as “old”. Rafelski & Zaritsky (2005) based on integrated colours and multiple theoretical models SSPs, estimated an age range of (1.6–8.1) Gyr, and Bonatto & Bica (2010) presented this SC as “red”. Lately, fitting theoretical isochrones to their resolved CMD, and adopting a constant distance modulus for the SMC and a metallicity of  $Z = 0.004$ , Glatt et al. (2010) found an age of 708 Myr (224–2240 Myr) and  $E(B - V) = 0.08$ , while Piatti (2011), fitting isochrones to HW 22 Washington photometry, reported an age of  $(6.0 \pm 1.3)$  Gyr and  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.30 \pm 0.25$ , with  $E(B - V) = 0.06$ . In the same way, Perren et al. (2017) determined an age of 7.08 Gyr and  $Z = 0.003$ , with  $E(B - V) = 0.00$ . Finally, Piatti (2018) presented this SC as a candidate to harbour MPs.

## 4. Summary

In this work, we have determined the parameters of HW 22 through integrated spectroscopy in the optical range. From the comparison between the observed spectrum with different templates and fitting SSPs we have drawn the following conclusions. (i) HW 22 is an old and a fairly metal-poor SC with a mean age value 6.00 Gyr and mean  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.60$ ; (ii) its integrated spectrum is quite interesting, since it would be the first of its kind, and represents a template itself; (iii) HW 22 would host MPs, with a probable dominant population as old as

10 Gyr. The present work is a step forward in the determination of MPs in SCs, and also is a call to action to continue working on HW 22 as a fundamental piece concerning the study of the formation and evolution of the SMC as a whole.

*Acknowledgements:* Based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan.

## References

- Ahumada A.V., et al., 2016, *PASP*, 128, 094101  
 Ahumada A.V., et al., 2019, *PASP*, 131, 024101  
 Asa’d R.S., Hanson M.M., Ahumada A.V., 2013, *PASP*, 125, 1304  
 Benítez-Llambay A., 2012, *FISA: Fast Integrated Spectra Analyzer*  
 Bica E., Alloin D., 1986a, *A&A*, 162, 21  
 Bica E., Alloin D., 1986b, *A&AS*, 66, 171  
 Bica E., et al., 2008, *MNRAS*, 389, 678  
 Bonatto C., Bica E., 2010, *MNRAS*, 403, 996  
 Bruzual G., Charlot S., 2003, *MNRAS*, 344, 1000  
 Cid Fernandes R., González Delgado R.M., 2010, *MNRAS*, 403, 780  
 Cid Fernandes R., et al., 2005, *MNRAS*, 358, 363  
 Dalessandro E., et al., 2016, *ApJ*, 829, 77  
 Glatt K., Grebel E.K., Koch A., 2010, *A&A*, 517, A50  
 González Delgado R.M., Cid Fernandes R., 2010, R. de Grijs, J.R.D. Lépine (Eds.), *Star Clusters: Basic Galactic Building Blocks Throughout Time and Space*, vol. 266, 403–406  
 Graczyk D., et al., 2020, *ApJ*, 904, 13  
 Gratton R.G., Carretta E., Bragaglia A., 2012, *A&A Rv*, 20, 50  
 Hodge P.W., Wright F.W., 1974, *AJ*, 79, 858  
 Hollyhead K., et al., 2016, *MNRAS*, 460, 2087  
 Kontizas M., 1980, *A&AS*, 40, 151  
 Maraston C., et al., 2020, *MNRAS*, 496, 2962  
 Mucciarelli A., et al., 2009, *ApJL*, 695, L134  
 Perren G.I., Piatti A.E., Vázquez R.A., 2017, *A&A*, 602, A89  
 Piatti A.E., 2011, *MNRAS*, 418, L69  
 Piatti A.E., 2018, *AJ*, 156, 206  
 Piatti A.E., et al., 2002, *MNRAS*, 335, 233  
 Pietrzyński G., et al., 2019, *Nature*, 567, 200  
 Rafelski M., Zaritsky D., 2005, *AJ*, 129, 2701  
 Sánchez-Blázquez P., et al., 2006, *A&A*, 457, 809  
 Santos J. F. C. J., Piatti A.E., 2004, *A&A*, 428, 79  
 Tapia Reina M., Simondi Romero F., Ahumada A., 2022, *BAAA*, enviado



# Runaways collisions in nuclear stellar clusters

M.Z.C. Vergara<sup>1</sup>, A. Escala<sup>2</sup>, D.R.G. Schleicher<sup>1</sup> & B. Reinoso<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Departamento de Astronomía, Facultad Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Concepción, Av. Esteban Iturra s/n Barrio Universitario, Casilla 160-C, Concepción, Chile*

<sup>2</sup> *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile*

<sup>3</sup> *Zentrum für Astronomie, Institut für Theoretische Astrophysik, Universität Heidelberg, Alemania*

Contact / marccortes@udec.cl

**Resumen** / Los cúmulos nucleares de estrellas son los sistemas estelares más densos de la naturaleza. El centro de las galaxias puede albergar un cúmulo nuclear de estrellas o un agujero negro supermasivo, también puede albergar ambos al mismo tiempo. El origen de los agujeros negros supermasivos y su evolución no está claro; aquí presentamos un nuevo escenario donde las colisiones fuera de control en un cúmulo estelar nuclear son un mecanismo para la formación de agujeros negros supermasivos. La dinámica estelar en el cúmulo incluye encuentros cercanos de estrellas que generalmente ocurren a alta velocidad en el núcleo debido al profundo potencial gravitacional. A veces, después de estos encuentros, algunas estrellas pueden ser expulsadas del sistema con algo de energía cinética, lo que desencadena una redistribución de la energía que produce un colapso del núcleo y hace que un solo objeto experimente casi todas las colisiones, volviéndose muy masivo. Nuestras simulaciones muestran una eficiencia de formación de agujeros negros de 14 – 33 % después de 1 Myr de evolución. Nuestros sistemas estelares muestran que la formación de un agujero negro supermasivo es posible a través de colisiones en un cúmulo estelar nuclear.

**Abstract** / Nuclear stellar clusters (NSCs) are the densest stellar systems in nature. The center of galaxies can host a NSC or a supermassive black hole (SMBH) they can also host both at the same time. The origin of SMBHs and their evolution is not clear; here we present a new scenario where runaway collisions in a nuclear stellar cluster are a mechanism for the formation of supermassive black holes. The stellar dynamics in the cluster include close encounters of stars that usually occur at high speed in the core due to the deep gravitational potential. Sometimes after these encounters, some stars can be ejected from the system with some kinetic energy, triggering a redistribution of the energy producing a core collapse, and causing one object to experience almost all collisions, becoming very massive. Our simulations show a black hole formation efficiency of 14 – 33% after 1 Myr of evolution. Our stellar systems show that the formation of a supermassive black hole is possible through collisions in a nuclear stellar cluster.

*Keywords* / stars: black holes — methods: numerical

## 1. Introducción

The SMBH is the densest astrophysical object of the Universe (Volonteri, 2010), while NSC are the most compact star systems in nature (Böker et al., 2002). The center of a galaxy can host a NSC (Côté et al., 2006) or a SMBH (Kormendy & Ho, 2013); it can even host both at the same time. Sometimes they are thus jointly called the central massive object (CMO) (Ferrarese et al., 2006; Neumayer et al., 2020).

Some observations show a correlation between the mass of the SMBH and the mass of the galaxy bulge (Magorrian et al., 1998; Marconi & Hunt, 2003; Häring & Rix, 2004) and also show a correlation between the SMBH mass and stellar velocity. This suggests a co-evolution between the SMBHs and their host galaxy (Ferrarese & Merritt, 2000; Gültekin et al., 2009).

There are pieces of evidence of the presence of SMBHs in the early Universe, such as the observation of the most massive quasar by Wu et al. (2015) with a mass of  $1.2 \times 10^{10} M_{\odot}$  at redshift  $z = 6.3$  or the observation of Bañados et al. (2018) of the most distant AGN at redshift  $z = 7.5$  with a mass equal to  $8 \times 10^8 M_{\odot}$ ; also the

study of Bañados et al. (2016) at redshift  $5.6 \lesssim z \lesssim 6.7$  of more than a hundred quasars. Recently, the first image from the Event Horizon Telescope has shown that these objects are in fact black holes (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019).

However, the origin of these monsters is unknown, thus there are different theories about their formation (Woods et al., 2019) including the remnants of population III stars (Madau & Rees, 2001; Yoshida et al., 2006), the direct collapse of a massive gas cloud (Bromm & Loeb, 2003; Latif et al., 2013; Latif & Schleicher, 2015), or the collisions and mergers of stars in a cluster (Rees, 1984; Sakurai et al., 2017, 2019; Reinoso et al., 2018, 2020; Vergara et al., 2021), which is the focus of this paper.

## 2. Methodology

The gravitational interactions of the stars within the cluster are strongest in the center due to the deep gravitational potential that allows close encounters at high speed. After these encounters, the stars can be ejected



from the cluster dragging some kinetic energy to the outside producing a redistribution of energy that allows a core collapse of the cluster (Lynden-Bell & Wood, 1968; Spitzer, 1987). When the core of the cluster collapses, the stars will begin to collide, causing most collisions to occur with a single object and increasing its mass exponentially (Portegies Zwart et al., 1999; Portegies Zwart & McMillan, 2002). Binney & Tremaine (2008) defined two characteristic times, the first is the relaxation time ( $t_{relax}$ ) which quantifies the exchange of kinetic energy between stars through two bodies (star-star) interactions and its impact in their orbits, while the second is the collision time ( $t_{coll}$ ) that quantifies the occurrence of runaway collisions.

The investigation of Escala (2021) shows that in regimes where the collisions are dynamically relevant, there are observations of well-resolved massive black holes, while in regimes where the collisions are irrelevant one finds NSCs. However, if a NSC is more massive than  $10^8 M_{\odot}$  and is in virial equilibrium, the collisions timescale must be shorter than the relaxation timescale ( $t_{coll} < t_{relax}$ ). This stellar configuration is very dense and globally unstable against collisions, thus this scenario allows the collapse of a great part of the stellar mass of the system into a massive black hole.

The mass of the CMO can be easily determined as the sum of the mass of the nuclear stellar cluster and the black hole  $M_{CMO} = M_{NSC} + M_{BH}$ . For the black hole formation efficiency  $\epsilon_{BH}$ , the mass of the BH must be  $M_{BH} = \epsilon_{BH} M_{CMO}$  and the mass of the NSC is  $M_{NSC} = (1 - \epsilon_{BH}) M_{CMO}$ , therefore the black hole formation efficiency is defined as:

$$\epsilon_{BH} = (1 + M_{NSC}/M_{BH})^{-1}. \quad (1)$$

We are testing this new scenario of BH formation in NSCs using Plummer (1911) models of equal-mass stars. We run simulations of 1 Myr. The mass-radius relation is based on Bond et al. (1984) and Demircan & Kahraman (1991) and given as:

$$\frac{R_*}{R_{\odot}} = 1.6 \times \left( \frac{M_*}{M_{\odot}} \right)^{0.47}, \quad 10 \leq M_* < 50 M_{\odot}, \quad (2)$$

$$\frac{R_*}{R_{\odot}} = 0.85 \times \left( \frac{M_*}{M_{\odot}} \right)^{0.67}, \quad 50 M_{\odot} \leq M_*. \quad (3)$$

In Table 1 we summarize our initial conditions for models A, B and C.

Table 1: The virial radius is  $R_V$ ,  $M_{ini}$  is the initial mass of the cluster,  $N$  is the initial stars number. The stellar mass and radius are  $M_*$  and  $R_*$ , respectively.

Models	$R_V$ [pc]	$M_{ini}$ [ $M_{\odot}$ ]	$N$	$M_*$ [ $M_{\odot}$ ]	$R_*$ [ $R_{\odot}$ ]
A	$10^{-2}$	$10^4$	$10^3$	10	4.7
B	$10^{-2}$	$5 \times 10^4$	$10^3$	50	11.7
C	$10^{-2}$	$10^5$	$10^4$	10	4.7

### 3. Code

We use NBODY6++GPU to run our simulations, a direct  $N$ -body simulation code of high precision based on NBODY6 (Aarseth, 2000) and the parallel multi-node code NBODY6++ (Spurzem, 1999). The optimization of the calculation of the gravitational forces between particles is calculated using Graphics Processing Units (GPUs) (Nitadori & Aarseth, 2012; Wang et al., 2015). This code uses the Hermite 4<sup>th</sup> order integrator scheme developed by Makino (1991), who improved on the previous standard scheme developed by Aarseth (1985), which had trouble solving higher-order integrators. Also, it includes a spatial hierarchy to speed up computational calculations, There are two lists the regular and irregular force, which are related to the distance of the neighbour from the particle (Ahmad & Cohen, 1973), as well as an algorithm to solve close encounters and binaries (Kustaanheimo & Stiefel, 1965) and multiple systems (Mikkola & Aarseth, 1990, 1993).

### 4. Results

Note that the masses of the stellar systems are related as follows:

$$M_{ini} = M_{CMO} + M_{esc} = M_{NSC} + M_{BH} + M_{esc}. \quad (4)$$

Where  $M_{esc}$  is the cumulative mass of the stars that escapes from the stellar system.

Our main results of models A, B and C are summarized in Table 2.

Table 2:  $M_{esc}$  is the cumulative mass of the escapers,  $M_{CMO}$  is the mass of the central massive object,  $M_{NSC}$  is the mass of the nuclear stellar cluster, the final black hole mass is  $M_{BH}$  and the black hole formation efficiency is  $\epsilon_{BH}$

Models	$M_{esc}$ [ $M_{\odot}$ ]	$M_{CMO}$ [ $M_{\odot}$ ]	$M_{NSC}$ [ $M_{\odot}$ ]	$M_{BH}$ [ $M_{\odot}$ ]	$\epsilon_{BH}$
A	2190	7810	6650	1160	14%
B	17500	32500	24450	8050	25%
C	21840	78160	52580	25580	33%

In Fig. 1 we show the time evolution of model C. The top panel shows the cumulative mass of the stars that escape from the system normalized by the initial mass ( $M_{ini}$ ); the stellar system loses around 22% of the initial mass. The first middle panel displays the total number of collisions normalized by the initial number of stars; there are around 2600 collisions in 1 Myr. The second middle panel shows the black hole formation efficiency  $\epsilon_{BH}$  reaching a value of 33%. The stellar system forms a single massive object with a mass of  $25580 M_{\odot}$ . The bottom panel shows the Lagrangian radii at 90%, 50%, and 10% of the enclosed mass. The outer zone of the stellar system (ie 90%) shows an expansion until about 0.3 Myr, when it loses 10% of the initial stellar mass, thus remaining constant. The middle zone (ie 50%) shows a smooth expansion all the time while the inner zone at 10% of the enclosed mass shows a deep decrease before 0.1 Myr.

This stellar system shows a deep core collapse at the beginning of the simulation, which is related to the first stellar collisions. Then there is a considerable increase in the number of collisions, a large part of these collisions occurred with a single object, increasing the black hole formation efficiency.

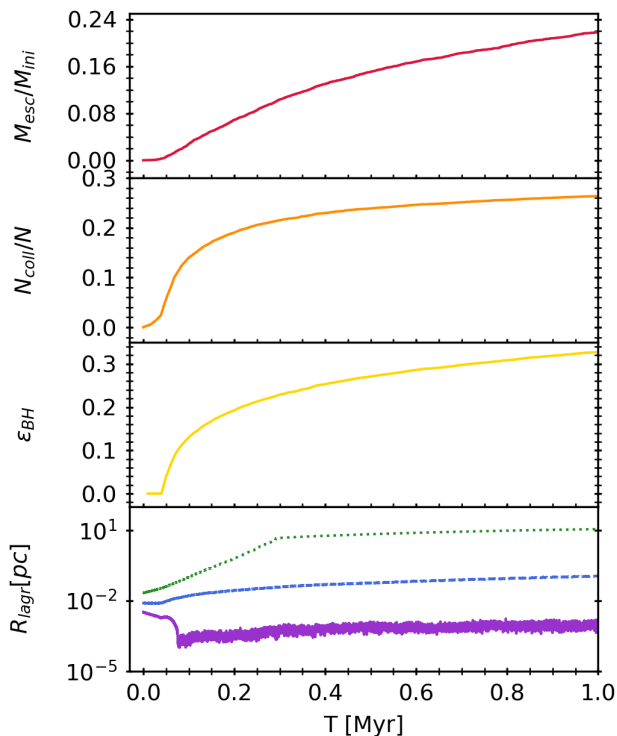


Figure 1: Evolution over time of model C. *Top panel:* The cumulative mass of escapers normalized by the initial mass  $M_{ini}$ . *First middle panel:* The number of collisions normalized by the initial number of stars  $N$ . *Second middle panel:* The black hole formation efficiency  $\epsilon_{BH}$ . *Bottom panel:* Lagrangian radii for the 90%, 50%, and 10% of the enclosed mass.

## 5. Conclusions

In this investigation, we explore the behavior of a dense stellar configuration and how collisions form a SMBH. Our simulations show that in 1 Myr, the systems lose around 10–30% of the initial mass due to the stars that escape from the system, and the black hole formation efficiency reaches a value of 14–33%. Model C is denser than Models A and B, thus we expect that in even denser clusters the black hole formation efficiency may reach even higher values.

Future simulations of non-isolated clusters could show that the stars that escapes from the systems could be replaced by new neighborhood stars, which fall towards the center, increasing the rate of collisions.

*Acknowledgements:* MZCV, DRGS and AE acknowledge

financial support from Millenium Nucleus NCM19.058 (TITANs). These resources made the presented work possible, by supporting its development. AE also acknowledge financial support from FONDECYT Regular grant #1181663. BR acknowledges funding through ANID (CONICYT-PFCHA/Doctorado acuerdo bilateral DAAD/62180013) and DAAD (funding program number 57451854). AE and DRGS also acknowledge partial support from the Centre for Astrophysics and Associated Technologies CATA (FB210003).

## References

- Aarseth S.J., 1985, J. Goodman, P. Hut (Eds.), *Dynamics of Star Clusters*, vol. 113, 251–258
- Aarseth S.J., 2000, V.G. Gurzadyan, R. Ruffini (Eds.), *The Chaotic Universe*, 286–287
- Ahmad A., Cohen L., 1973, *J. Comput. Phys.*, 12, 389
- Bañados E., et al., 2016, *ApJS*, 227, 11
- Bañados E., et al., 2018, *Nature*, 553, 473
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*
- Böker T., et al., 2002, *AJ*, 123, 1389
- Bond J.R., Arnett W.D., Carr B.J., 1984, *ApJ*, 280, 825
- Bromm V., Loeb A., 2003, *ApJ*, 596, 34
- Côté P., et al., 2006, *ApJS*, 165, 57
- Demircan O., Kahraman G., 1991, *Ap&SS*, 181, 313
- Escala A., 2021, *ApJ*, 908, 57
- Event Horizon Telescope Collaboration, et al., 2019, *ApJL*, 875, L1
- Ferrarese L., Merritt D., 2000, *ApJL*, 539, L9
- Ferrarese L., et al., 2006, *ApJL*, 644, L21
- Gültekin K., et al., 2009, *ApJ*, 698, 198
- Håring N., Rix H.W., 2004, *ApJL*, 604, L89
- Kormendy J., Ho L.C., 2013, *ARA&A*, 51, 511
- Kustaanheimo P., Stiefel E., 1965, *J. Reine Angew. Math.*, 218, 204
- Latif M.A., Schleicher D.R.G., 2015, *A&A*, 578, A118
- Latif M.A., et al., 2013, *MNRAS*, 436, 2989
- Lynden-Bell D., Wood R., 1968, *MNRAS*, 138, 495
- Madau P., Rees M.J., 2001, *ApJL*, 551, L27
- Magorrian J., et al., 1998, *AJ*, 115, 2285
- Makino J., 1991, *ApJ*, 369, 200
- Marconi A., Hunt L.K., 2003, *ApJL*, 589, L21
- Mikkola S., Aarseth S.J., 1990, *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 47, 375
- Mikkola S., Aarseth S.J., 1993, *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 57, 439
- Neumayer N., Seth A., Böker T., 2020, *A&A Rv*, 28, 4
- Nitadori K., Aarseth S.J., 2012, *MNRAS*, 424, 545
- Plummer H.C., 1911, *MNRAS*, 71, 460
- Portegies Zwart S.F., McMillan S.L.W., 2002, *ApJ*, 576, 899
- Portegies Zwart S.F., et al., 1999, *A&A*, 348, 117
- Rees M.J., 1984, *ARA&A*, 22, 471
- Reinoso B., et al., 2018, *A&A*, 614, A14
- Reinoso B., et al., 2020, *A&A*, 639, A92
- Sakurai Y., Yoshida N., Fujii M.S., 2019, *MNRAS*, 484, 4665
- Sakurai Y., et al., 2017, *MNRAS*, 472, 1677
- Spitzer L., 1987, *Dynamical evolution of globular clusters*
- Spurzem R., 1999, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 109, 407
- Vergara M.Z.C., et al., 2021, *A&A*, 649, A160
- Volonteri M., 2010, *A&A Rv*, 18, 279
- Wang L., et al., 2015, *MNRAS*, 450, 4070
- Woods T.E., et al., 2019, *PASA*, 36, e027
- Wu X.B., et al., 2015, *Nature*, 518, 512
- Yoshida N., et al., 2006, *ApJ*, 652, 6



# Analysis of the presence of mass segregation in NGC 2516

M.S. Pera<sup>1,2</sup>, G.I. Perren<sup>1,2</sup>, R.A. Vázquez<sup>1</sup> & H.D. Navone<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Argentina*

Contact / msolpera@gmail.com

**Resumen** / Analizamos el fenómeno de segregación de masa sobre el cúmulo abierto NGC 2516, donde las estrellas con los mayores valores de masa se distribuyen, en promedio, más cerca del centro del cúmulo. Para ello aplicamos dos métodos que permiten detectar y cuantificar este fenómeno. El cúmulo se procesa previamente con nuestro algoritmo de estimación de miembros PYUPMASK, para eliminar las estrellas de campo contaminantes. El resultado es un conjunto limpio y completo de estrellas miembro, hasta  $G=19$  mag. A continuación, utilizamos nuestro paquete ASTECA para estimar las masas individuales de las estrellas miembro y su probabilidad de ser un sistema binario. Los dos métodos aplicados indican una segregación de masa leve para las cinco estrellas más masivas. Se encuentra que los sistemas binarios se distribuyen hacia afuera en promedio en comparación con las estrellas individuales. Analizamos estos resultados en el contexto de la dinámica de los cúmulos estelares.

**Abstract** / We analyze the phenomenon of mass segregation on the open cluster NGC 2516, where stars with the largest mass values are expectedly distributed on average closer to the center of the cluster. For this, we apply two methods that allow us to detect and quantify this phenomenon. The cluster is previously processed with our PYUPMASK member estimation algorithm, in order to remove contaminating field stars. This results in a clean and complete set of member stars, up to  $G=19$  mag. We then use our ASTECA package to estimate the individual masses of the member stars and their probability of being a binary system. The two methods applied indicate a slight mass segregation for the five most massive stars. The binary systems are found to be distributed outward on average compared to the individual stars. We analyze these results in the context of stellar cluster dynamics.

*Keywords* / methods: statistical — galaxies: star clusters: general — open clusters and associations: general — techniques: photometric — parallaxes — proper motions

## 1. Introduction

In many star clusters it has been found that massive members concentrate closer to the center compared to lower mass members. This phenomenon is usually attributed to mass segregation, and its origin is hypothesized to be due to dynamic effects (dynamical segregation) or as a result of the cluster's formation process (primordial segregation, Dib et al., 2010; Allison et al., 2009, 2010). Open clusters are known to host binary systems, and since they have a greater mass on average than single stars they are of great importance in the study of mass segregation and internal cluster dynamics.

The nearby open cluster NGC 2516 (RA: 119.527, DEC: -60.800) deg is a widely studied cluster located at  $\sim 400$  pc, characterized by an extensive main sequence and a clearly detached binary sequence which makes it of great interest in the study of mass segregation. In this work, we apply two methods on NGC 2516 that allow us to detect and quantify this phenomenon.

There is a discrepancy between the previous results on the study of mass segregation on NGC 2516. In Bonatto & Bica (2005) mass segregation is detected by analysing the spatial variation of the slopes of the mass function. In Dib et al. (2018) the authors apply the two

methods used in this work and find for both a slight mass segregation for the 10 most massive stars without considering binary systems. Finally in Pang et al. (2021) applying the same methods and assuming that all stars in their sample are individual stars, they find no evidence of mass segregation for NGC 2516.

## 2. Methods

The data is obtained from the Gaia EDR3 survey and processed with our PYUPMASK member estimation algorithm (Pera et al., 2021) to remove contaminating field stars. This results in a clean and complete set of member stars. We then use our ASTECA package (Perren et al., 2015) to estimate its fundamental parameters, the individual masses of the member stars, and their probability of being a binary system.

To detect mass segregation we use two methods. The  $\Lambda$ -method (Allison et al., 2009), is based on comparing the minimum spanning tree (MST) path length of massive stars with the average length of  $N$  sets of random stars. The  $\Gamma$ -method (Olczak et al., 2011), is an improvement of the former and proves to be much more robust when applied to stellar systems with a high binary fraction. The ratio between the MST for the  $N$  most massive stars and that corresponding to

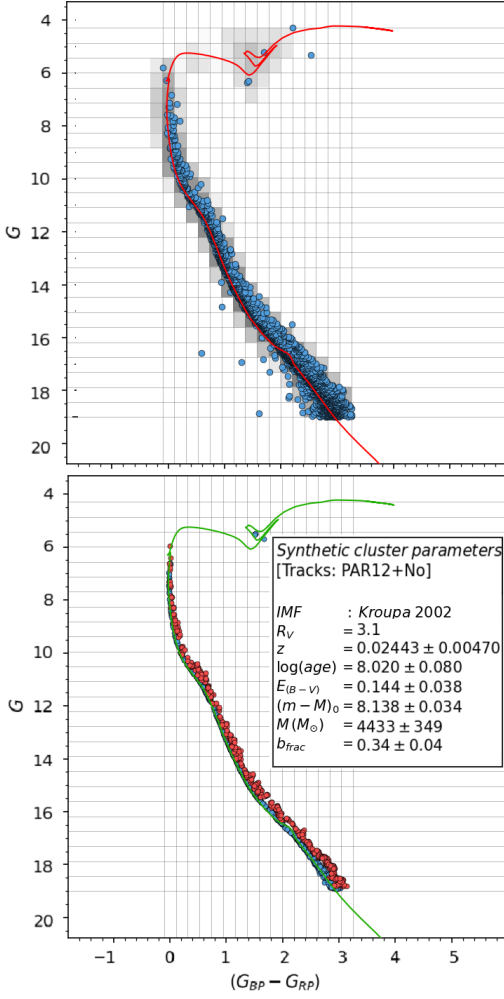


Figure 1: ASTECA synthetic cluster fitting process. *Top*: observed CMD. *Bottom*: best synthetic cluster fit (red points indicate binary systems). The estimated fundamental parameters are shown in the insert on the right. Red and green lines represent the isochrone associated with the shown synthetic cluster.

the random sets defines the minimum spanning ratio (MSR). For both methods, an MSR value significantly greater than 1 implies mass segregation.

To generate the minimum spanning trees we used the MISTREE Python package (Naidoo, 2019) applied to the 3D Cartesian stellar coordinates corrected with the Bayesian method described in Pang et al. (2021). This correction mitigates the errors introduced when individual distances are obtained by simple parallax inversion.

### 3. Results

Fig. 1 shows the cluster parameters provided by ASTECA through a fitting process based on the generation of synthetic clusters from theoretical isochrones (Bressan et al., 2012). The cluster members are previously selected using our PYUPMASK package.

The results obtained for  $\Lambda_{MSR}$  and  $\Gamma_{MSR}$  under these conditions are shown in Fig. 2. Each point in

the figure represents the MSR value as a function of the  $N_{MST}$  (from 3 to 100) most massive stars. It can be seen that both methods indicate a slight mass segregation in the 5 most massive stars, more clearly perceived for the  $\Gamma$ -method. These results differ from those found in Pang et al. (2021), where they do not consider binary systems and find no evidence of mass segregation. On the other hand, the values found for the MSR values are similar to those found in Dib et al. (2018), where they use the same two methods used in this work.

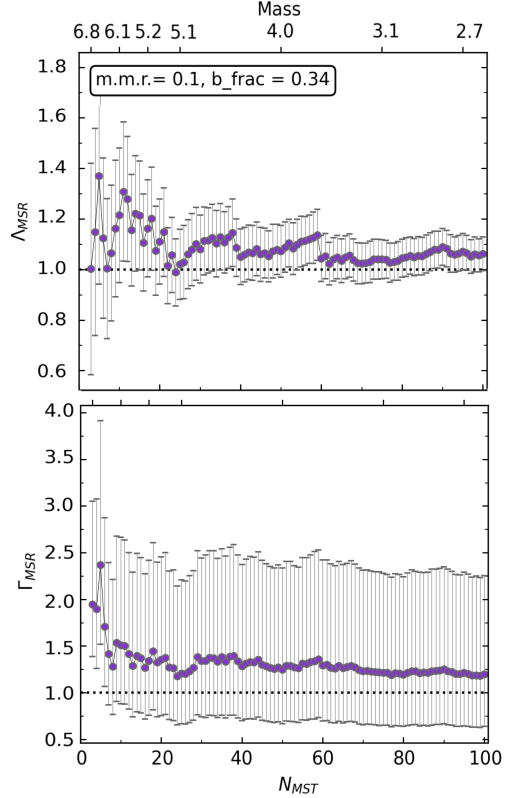


Figure 2: MSR vs.  $N_{MST}$ . *Top*:  $\Lambda$ -Method (Allison et al., 2009). *Bottom*:  $\Gamma$ -Method (Olczak et al., 2011)

The dynamic evolution of the clusters is shaped by the two-body relaxation that allows the exchange of energy between the stars and leads the systems to a state of partial equipartition of energy. Therefore, to understand if the observed segregation is due to dynamical effects, we need to compare the half-mass relaxation time ( $t_{rh}$ ) -time required for the star to lose all memory of its initial orbit- with the age of the cluster (Binney & Tremaine, 2008):

$$t_{rh} = \frac{0.17N}{\ln(\lambda N)} \sqrt{\frac{r_h^3}{GM}} \quad (1)$$

We estimate a value of  $t_{rh} \sim 1300$  Myr and a cluster age of  $\sim 100$  Myr. The estimate of the cluster relaxation time gives a value much larger than the cluster age, which means that the dynamical evolution of the cluster did not have enough time to produce an equipartition

of energy between the cluster members. Therefore this allows us to conclude that the segregation found in NGC 2516 corresponds to a primordial segregation and not to a dynamical segregation (Raboud & Mermilliod, 1998). Furthermore, if we calculate the mass segregation time for a star of mass  $m$ , within a stellar cluster composed of stars with average mass  $\langle m \rangle$  (Spitzer, 1969):

$$t_{seg}(m) \simeq \frac{\langle m \rangle}{m} t_{rh} \quad (2)$$

+we find that  $t_{seg}(m_{max}) \sim 200\text{Myr}$  which indicates that no star belonging to the cluster should be segregated, which reaffirms our conclusion that the segregation found must be primordial.

In Geller et al. (2013) the authors analyze the LMC cluster NGC 1818, a cluster with age and mass values similar to those of NGC 2516. They discuss the evolution of the radial dependence of binary frequency and the contribution of dynamic binary disruption and mass segregation. In order to compare their results with NGC 2516 we analyze the distribution of the binary population within the cluster. Fig. 3 shows the binary fraction over all stars as a function of the radius from the cluster center (in units of half-mass radii). To obtain these values we define concentric rings and calculate the number of binary systems divided by the total stars within that area. From the comparison we can conclude that the distribution of the binaries present in NGC 2516 corresponds more to an age of a crossing time, than to a half-mass relaxation time. At this time, the binary frequency decreases toward the cluster core due to the disruption of the wide binaries. In addition, the stars do not have enough time to mix throughout the cluster, so there is no dynamic mass segregation.

In Fig. 4 we show the cumulative distribution function (CDF) as a function of radius for binary and simple systems. Each subgroup is in turn subdivided into two mass ranges. As can be seen, binary systems are generally distributed outward from the cluster compared to the population of simple systems. Therefore, we do not observe a preferential segregation of binary systems, but rather the opposite.

## 4. Conclusions

We analyzed the presence of mass segregation in the open cluster NGC 2516 by applying two methods that allow us to detect and quantify this phenomenon. For both methods we found a slight mass segregation for the five most massive stars. Comparing the cluster age with the half-mass relaxation time estimated in this work, we can conclude that the observed segregation corresponds to a primordial segregation and not to a segregation due to dynamical effects. In addition, we studied how the binary frequency is distributed within the cluster. Comparing our results with those of Geller et al. (2013), we found that the binary distribution corresponds more to an age of a crossing time, than to a half-mass relaxation time. At this time, no dynamical mass segregation is observed and binary frequency decreases toward the cluster core due to the disruption of the wide binaries. We

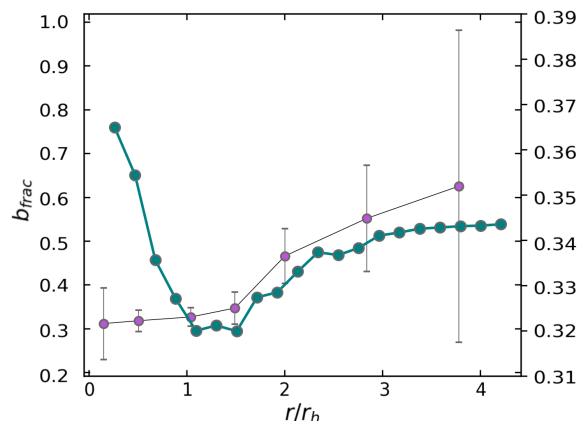


Figure 3: Binary fraction over all stars as a function of radius. The left y-axis corresponds to the magenta curve and measures the binary fraction in concentric rings. The right y-axis corresponds to the green curve and measures the cumulative binary fraction.

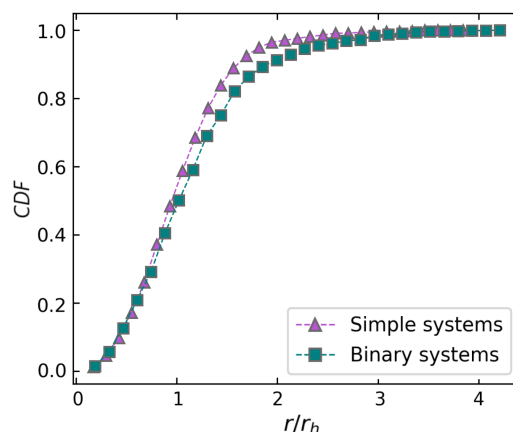


Figure 4: Cumulative radial distribution function of simple and binary population.

were also able to detect no preferential mass segregation in binary systems.

## References

- Allison R.J., et al., 2009, MNRAS, 395, 1449
- Allison R.J., et al., 2010, MNRAS, 407, 1098
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition. Published by Princeton University Press, Princeton, NJ USA.*
- Bonatto C., Bica E., 2005, A&A, 437, 483
- Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
- Dib S., Schmeja S., Parker R.J., 2018, MNRAS, 473, 849
- Dib S., et al., 2010, MNRAS, 405, 401
- Geller A., et al., 2013, ApJ, 779
- Naidoo K., 2019, J. Open Source Softw., 4, 1721
- Olczak C., Spurzem R., Henning T., 2011, A&A, 532, A119
- Pang X., et al., 2021, ApJ, 912, 162
- Pera M.S., et al., 2021, A&A, 650, A109
- Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
- Raboud D., Mermilliod J.C., 1998, A&A, 333, 897
- Spitzer Lyman J., 1969, ApJL, 158, L139



# An analysis of the twenty-five most distant open clusters

G.I. Perren<sup>1,3</sup>, M.S. Pera<sup>1,3</sup>, E.E. Giorgi<sup>1,4</sup>, H.D. Navone<sup>2,3</sup> & R.A. Vázquez<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto de Física de Rosario, CONICET–UNR, Argentina*

<sup>3</sup> *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina*

<sup>4</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / gabrielperren@gmail.com

**Resumen** / Presentamos un análisis de los veinticinco cúmulos abiertos con las mayores distancias catalogadas al Sol ( $> 9$  Kpc). Los cúmulos se seleccionaron luego de comparar los cuatro catálogos publicados más grandes hasta la fecha. Los valores de distancia en estos catálogos muestran enormes diferencias entre ellos. Los datos utilizados para realizar el análisis (astrometría y fotometría) proceden de la última versión de la misión *Gaia*. Todos los cúmulos fueron procesados con dos de nuestros códigos más recientes: PYUPMASK (responsable de seleccionar los miembros más probables) y ASTECA (empleado para estimar las propiedades estructurales así como los parámetros fundamentales). Encontramos que las distancias para estos veinticinco cúmulos abiertos muestran diferencias de hasta 10 kpc. Incluso el catálogo que tiene la concordancia más cercana con las distancias obtenidas con nuestro análisis presenta diferencias de hasta 3 kpc.

**Abstract** / We present an analysis of the twenty-five open cluster with the largest catalogued distances to the Sun ( $> 9$  kpc). The clusters are selected after cross-matching the four largest published catalogs to date. Distance values in these catalogs show enormous differences between them. The data used to perform the analysis (astrometry and photometry) is taken from the latest release of the *Gaia* survey. All clusters are processed with two of our most recent codes: PYUPMASK (responsible for selecting the most probable members) and ASTECA (employed to estimate the structural properties as well as the fundamental parameters). We find that the distances for these twenty-five open clusters show differences of up to 10 kpc. Even the catalog that has the closest agreement with the distances obtained after our analysis presents differences of up to 3 kpc.

**Keywords** / methods: statistical — galaxies: star clusters: general — open clusters and associations: general — techniques: photometric — proper motions

## 1. Introduction

Several studies have been presented in the last few years applying some kind of automatic processing of data to estimate the fundamental parameters of open clusters. These parameters are later on employed in larger scale analyses, for example the structure of the Galaxy's spiral arms. The distance is one of the more straightforward parameters to estimate, yet enormous differences can still be found among published data. This is particularly true for open clusters located more than a few kpc away. We set out to estimate the differences between published open clusters' distance values across catalogs, and also using our own estimates. We cross-matched several published catalogs and selected the twenty-five most distant open clusters. We then performed a detailed analysis of their fundamental parameters, with emphasis on their distances, to determine the agreement between catalogues and our estimates. Photometric and astrometric data from the *Gaia* EDR3 (Gaia Collaboration et al., 2021) survey was employed. The data was processed with our own membership analysis code (PYUPMASK, Pera et al., 2021), and our package for automatic fundamental cluster's parameters estimation (ASTECA, Perren et al., 2015).

## 2. Clusters selection

We chose four catalogues to cross-match and subsequently select the most distant clusters: New Catalog of Optically Visible Open Clusters and Candidates (Dias et al., 2002, OC02), WEBDA (Netopil et al., 2012, WEBDA), Milky Way Star Clusters Catalog (Kharchenko et al., 2012, MWSC), and Cantat-Gaudin et al. (2020, CG02). Twenty-five clusters with distances larger than 9 kpc (in either of them) were selected from these four catalogs. The complete list of clusters is shown in Table 1, along with their equatorial coordinates, ages, and catalogued distances.

## 3. Analysis of fundamental parameters

The first step in the analysis is the estimation of the cluster's radii, which defines the cluster region where all true members are assumed to exist. We fit a two-parameter Kin profile (King, 1962) to all clusters, resulting in tidal radii spanning a range from  $\sim 2$ -10 arcmin.

We then apply our PYUPMASK code to select the most likely members within this cluster region. To do this, we employ the *Gaia* EDR3 proper motion data exclusively, since parallax values are not reliable at these very large distances. The result is a selection of most

## The twenty-five most distant open clusters

Table 1: Selected open clusters with a catalogued distance  $\geq 9000$  pc, ordered by right ascension. The ages are expressed as the logarithm, and the distances are in parsec.

Cluster	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	$OC_{age}$	$OC_{dist}$	$CG_{age}$	$CG_{dist}$	$WB_{age}$	$WB_{dist}$	$MW_{age}$	$MW_{dist}$
Berkeley 73	95.5	-6.35	9.18	9800	9.15	6158	9.36	6850	9.15	7881
Berkeley 25	100.25	-16.52	9.7	11400	9.39	6780	9.6	11300	9.7	11400
Berkeley 75	102.25	-24	9.6	9100	9.23	8304	9.48	9800	9.3	6273
Berkeley 26	102.58	5.75	9.6	12589	-	-	9.6	4300	8.71	2724
Berkeley 29	103.27	16.93	9.025	14871	9.49	12604	9.025	14871	9.1	10797
Tombaugh 2	105.77	-20.82	9.01	6080	9.21	9316	9.01	13260	9.01	6565
Berkeley 76	106.67	-11.73	9.18	12600	9.22	4746	9.18	12600	8.87	2360
FSR 1212	106.94	-14.15	-	-	9.14	9682	-	-	8.65	1780
Saurer 1	110.23	1.81	9.7	13200	-	-	9.85	13200	9.6	13719
Czernik 30	112.83	-9.97	9.4	9120	9.46	6647	9.4	6200	9.2	6812
Arp-Madore 2	114.69	-33.84	9.335	13341	9.48	11751	9.335	13341	9.335	13338
vd Bergh-Hagen 4	114.43	-36.07	-	-	-	-	8.3	19300	-	-
FSR 1419	124.71	-47.79	-	-	9.21	11165	-	-	8.375	7746
vd Bergh-Hagen 37	128.95	-43.62	8.84	11220	8.24	4038	8.85	2500	7.5	5202
ESO 092 05	150.81	-64.75	9.3	5168	9.65	12444	9.78	10900	9.3	5168
ESO 092 18	153.74	-64.61	9.024	10607	9.46	9910	9.024	607	9.15	9548
Saurer 3	160.35	-55.31	9.3	9550	-	-	9.45	8830	9.3	7075
Kronberger 39	163.56	-61.74	-	11100	-	-	-	-	6	4372
ESO 093 08	169.92	-65.22	9.74	14000	-	-	9.65	3700	9.8	13797
vd Bergh-Hagen 144	198.78	-65.92	8.9	12000	9.17	9649	8.9	12000	9	7241
vd Bergh-Hagen 176	234.85	-50.05	-	-	-	-	-	13400	9.8	18887
Kronberger 31	295.05	26.26	-	11900	-	-	-	-	8.5	12617
Saurer 6	297.76	32.24	9.29	9330	-	-	9.29	9330	9.2	7329
Berkeley 56	319.43	41.83	9.6	12100	9.47	9516	9.6	12100	9.4	13180
Berkeley 102	354.66	56.64	9.5	9638	9.59	10519	8.78	2600	9.14	4900

likely members, cleaned from field stars contamination.

The set of cluster members is processed with our ASTECA package to obtain the fundamental parameters of each cluster. These parameters are metallicity, age, extinction, total mass, binary fraction, and distance. They are estimated via synthetic cluster matching to the observed CMD, which is a more sophisticated and precise alternative to the widespread isochrone fitting technique (this process is explained in detail in Perren et al., 2015). The final estimates for all the parameters are shown in Table 1. The metal abundance  $[\text{Fe}/\text{H}]$  is obtained using the approximation given in the CMD service\* for  $[\text{M}/\text{H}]$ . Assuming  $[\text{M}/\text{H}] \sim [\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = \log(Z/X) - \log(Z/X)_o$ , where:  $(Z/X)_o = 0.0207$ ;  $Y = 0.2485 + 1.78Z$ .

As shown in Table 1 the analyzed clusters are quite old, with the youngest one assigned an age of  $\sim 0.8$  Gyr (but with large uncertainties). It is worth noting that only 14 out of the initial 25 clusters catalogued with distances larger than 9 kpc ( $\sim 14.8$  mag) are truly beyond this limit. The binary fraction ranges from 30% up to  $\sim 90\%$ . The total estimated masses are found in the range  $[2000, 60000] M_\odot$  with the exception of vd Bergh-Hagen 176, for which a mass of  $170000 M_\odot$  is given.

In Fig. 1 we see that all but the CG20 database show differences of up to 10 kpc between our distance estimates (using ASTECA) and those present in the four

selected catalogs. Even the CG20 database, the one with the better overall match to our values, shows differences larger than 2 kpc for clusters located at a distance of  $\sim 10$  kpc from the Sun.

## 4. Conclusions

We find substantial differences in the estimated distances between our results and those catalogued, even for the Cantat-Gaudin et al. database which shows the best matches with ASTECA values out of the four databases selected. Caution is thus strongly recommended when using catalogued parameters of open clusters to infer large-scale properties of the Galaxy, particularly for those located more than a few kpc away. These results will be further investigated in a forthcoming article.

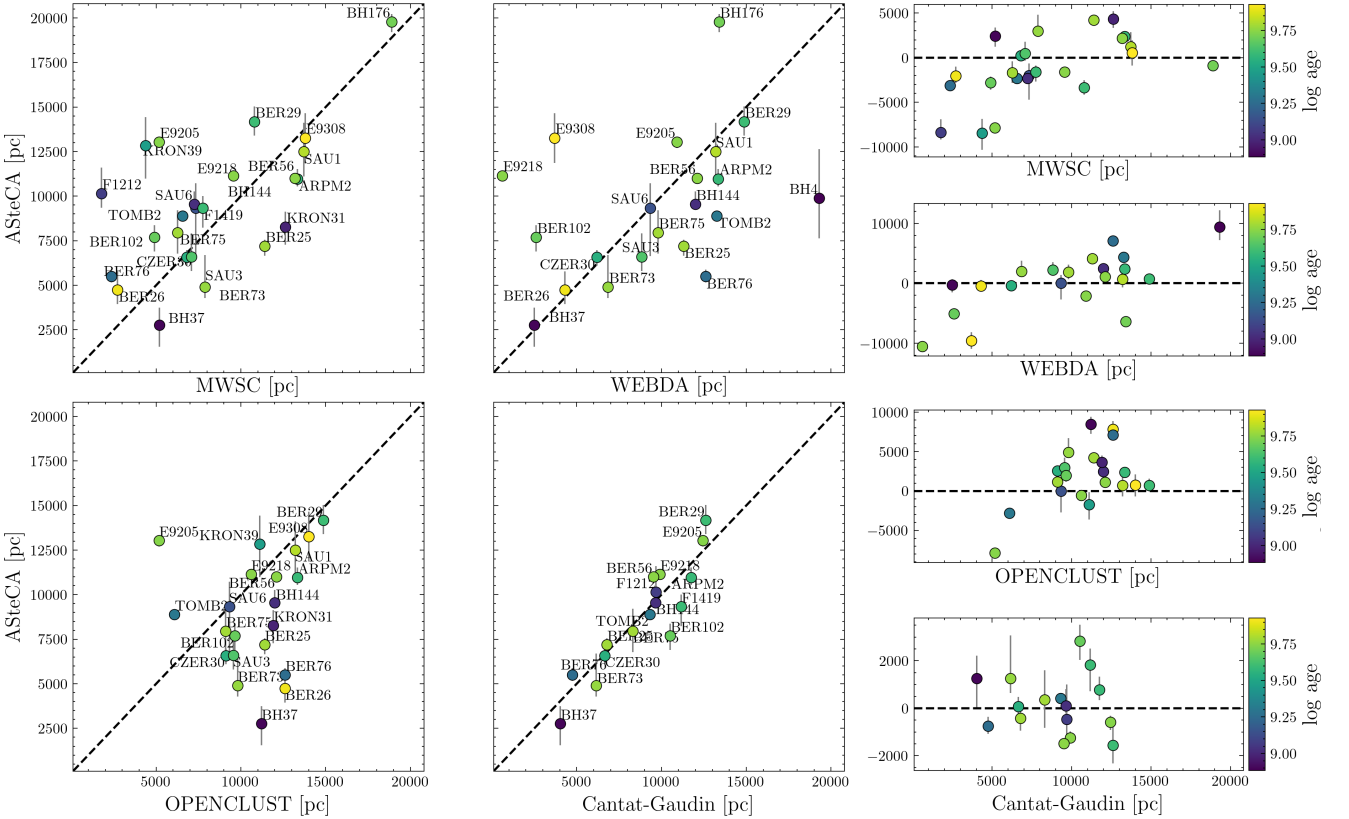
## References

- Cantat-Gaudin T., et al., 2020, *A&A*, 640, A1  
Dias W.S., et al., 2002, *A&A*, 389, 871  
Gaia Collaboration, et al., 2021, *A&A*, 649, A1  
Kharchenko N.V., et al., 2012, *A&A*, 543, A156  
King I., 1962, *AJ*, 67, 471  
Netopil M., Paunzen E., Stütz C., 2012, A. Moitinho, J. Alves (Eds.), *Star Clusters in the Era of Large Surveys*, 53–61, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg  
Pera M.S., et al., 2021, *A&A*, 650, A109  
Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, *A&A*, 576, A6

\*CMD service: <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>

Table 2: Fundamental parameters estimated with ASTECA for the twenty-five analyzed clusters. Sub and supra indexes indicate the 16th and 84th percentiles, respectively.

Cluster	$z$	[Fe/H]	$\log age$	$E_{BV}$	$dm_{\odot}$	Dist [kpc]	M ( $M_{\odot}$ )	$b_{fr}$
Berkeley 73	0.0051 <sup>0.0153</sup> <sub>0.0009</sub>	-0.48 <sup>0.02</sup> <sub>-1.24</sub>	9.76 <sup>9.93</sup> <sub>9.30</sub>	0.23 <sup>0.32</sup> <sub>0.10</sub>	13.45 <sup>14.13</sup> <sub>13.16</sub>	4.89 <sup>6.70</sup> <sub>4.28</sub>	2.7E+03 <sup>4.8E+03</sup> <sub>1.9E+03</sub>	0.44 <sup>0.75</sup> <sub>0.21</sub>
Berkeley 25	0.0157 <sup>0.0173</sup> <sub>0.0079</sub>	0.03 <sup>0.07</sup> <sub>-0.28</sub>	9.78 <sup>9.81</sup> <sub>9.69</sub>	0.34 <sup>0.41</sup> <sub>0.32</sub>	14.29 <sup>14.39</sup> <sub>14.12</sub>	7.20 <sup>7.56</sup> <sub>6.66</sub>	1.4E+04 <sup>2.3E+04</sup> <sub>9.0E+03</sub>	0.76 <sup>0.93</sup> <sub>0.51</sub>
Berkeley 75	0.0084 <sup>0.0187</sup> <sub>0.0019</sub>	-0.26 <sup>0.11</sup> <sub>-0.90</sub>	9.78 <sup>9.93</sup> <sub>9.59</sub>	0.10 <sup>0.15</sup> <sub>0.03</sub>	14.50 <sup>14.82</sup> <sub>14.16</sub>	7.95 <sup>9.21</sup> <sub>6.78</sub>	7.0E+03 <sup>1.3E+04</sup> <sub>2.9E+03</sub>	0.79 <sup>0.96</sup> <sub>0.21</sub>
Berkeley 26	0.0215 <sup>0.0277</sup> <sub>0.0125</sub>	0.18 <sup>0.30</sup> <sub>-0.08</sub>	9.91 <sup>10.05</sup> <sub>9.72</sub>	0.55 <sup>0.58</sup> <sub>0.50</sub>	13.38 <sup>13.81</sup> <sub>12.98</sub>	4.75 <sup>5.77</sup> <sub>3.94</sub>	4.7E+03 <sup>8.1E+03</sup> <sub>2.3E+03</sub>	0.76 <sup>0.94</sup> <sub>0.46</sub>
Berkeley 29	0.0108 <sup>0.0174</sup> <sub>0.0051</sub>	-0.14 <sup>0.08</sup> <sub>-0.48</sub>	9.60 <sup>9.65</sup> <sub>9.55</sub>	0.05 <sup>0.11</sup> <sub>0.01</sub>	15.76 <sup>15.88</sup> <sub>15.64</sub>	14.16 <sup>15.03</sup> <sub>13.40</sub>	1.1E+04 <sup>2.0E+04</sup> <sub>7.3E+03</sub>	0.60 <sup>0.83</sup> <sub>0.34</sub>
Tombaugh 2	0.0068 <sup>0.0070</sup> <sub>0.0057</sub>	-0.35 <sup>-0.34</sup> <sub>-0.43</sub>	9.30 <sup>9.31</sup> <sub>9.29</sub>	0.38 <sup>0.41</sup> <sub>0.38</sub>	14.75 <sup>14.76</sup> <sub>14.72</sub>	8.89 <sup>8.95</sup> <sub>8.80</sub>	1.7E+04 <sup>1.9E+04</sup> <sub>1.6E+04</sub>	0.38 <sup>0.43</sup> <sub>0.34</sub>
Berkeley 76	0.0155 <sup>0.0208</sup> <sub>0.0057</sub>	0.03 <sup>0.16</sup> <sub>-0.18</sub>	9.25 <sup>9.30</sup> <sub>9.22</sub>	0.58 <sup>0.63</sup> <sub>0.54</sub>	13.70 <sup>13.85</sup> <sub>13.56</sub>	5.49 <sup>5.88</sup> <sub>5.16</sub>	4.6E+03 <sup>6.7E+03</sup> <sub>2.9E+03</sub>	0.65 <sup>0.80</sup> <sub>0.44</sub>
FSR 1212	0.0162 <sup>0.0250</sup> <sub>0.0088</sub>	0.04 <sup>0.25</sup> <sub>-0.23</sub>	9.08 <sup>9.14</sup> <sub>9.01</sub>	0.65 <sup>0.71</sup> <sub>0.59</sub>	15.03 <sup>15.32</sup> <sub>14.85</sub>	10.15 <sup>11.61</sup> <sub>9.33</sub>	4.6E+03 <sup>8.3E+03</sup> <sub>3.3E+03</sub>	0.47 <sup>0.76</sup> <sub>0.30</sub>
Saurer 1	0.0211 <sup>0.0261</sup> <sub>0.0125</sub>	0.17 <sup>0.27</sup> <sub>-0.07</sub>	9.81 <sup>9.95</sup> <sub>9.66</sub>	0.09 <sup>0.15</sup> <sub>0.05</sub>	15.48 <sup>15.75</sup> <sub>15.23</sub>	12.50 <sup>14.12</sup> <sub>11.09</sub>	9.7E+03 <sup>1.7E+04</sup> <sub>4.7E+03</sub>	0.81 <sup>0.95</sup> <sub>0.48</sub>
Czernik 30	0.0100 <sup>0.0216</sup> <sub>0.0044</sub>	-0.18 <sup>0.18</sup> <sub>-0.54</sub>	9.54 <sup>9.67</sup> <sub>9.44</sub>	0.27 <sup>0.36</sup> <sub>0.18</sub>	14.09 <sup>14.22</sup> <sub>13.93</sub>	6.57 <sup>6.98</sup> <sub>6.10</sub>	7.2E+03 <sup>1.2E+04</sup> <sub>4.4E+03</sub>	0.78 <sup>0.93</sup> <sub>0.56</sub>
Arp-Madore 2	0.0087 <sup>0.0120</sup> <sub>0.0039</sub>	-0.24 <sup>-0.09</sup> <sub>-0.60</sub>	9.59 <sup>9.68</sup> <sub>9.53</sub>	0.62 <sup>0.68</sup> <sub>0.59</sub>	15.20 <sup>15.31</sup> <sub>15.11</sub>	10.97 <sup>11.53</sup> <sub>10.54</sub>	8.8E+03 <sup>1.3E+04</sup> <sub>6.7E+03</sub>	0.30 <sup>0.54</sup> <sub>0.16</sub>
vd BH 4	0.0101 <sup>0.0233</sup> <sub>0.0017</sub>	-0.17 <sup>0.21</sup> <sub>-0.96</sub>	8.88 <sup>9.25</sup> <sub>8.70</sub>	0.40 <sup>0.44</sup> <sub>0.32</sub>	14.97 <sup>15.51</sup> <sub>14.41</sub>	9.88 <sup>12.63</sup> <sub>7.64</sub>	1.9E+03 <sup>3.5E+03</sup> <sub>1.1E+03</sub>	0.61 <sup>0.87</sup> <sub>0.28</sub>
FSR 1419	0.0243 <sup>0.0279</sup> <sub>0.0123</sub>	0.24 <sup>0.30</sup> <sub>-0.08</sub>	9.60 <sup>9.78</sup> <sub>9.52</sub>	0.52 <sup>0.59</sup> <sub>0.49</sub>	14.85 <sup>15.00</sup> <sub>14.57</sub>	9.33 <sup>10.01</sup> <sub>8.22</sub>	9.4E+03 <sup>1.7E+04</sup> <sub>6.4E+03</sub>	0.56 <sup>0.85</sup> <sub>0.30</sub>
vd BH 37	0.0163 <sup>0.0241</sup> <sub>0.0043</sub>	0.05 <sup>0.23</sup> <sub>-0.55</sub>	8.90 <sup>9.68</sup> <sub>8.61</sub>	1.21 <sup>1.34</sup> <sub>0.80</sub>	12.22 <sup>12.86</sup> <sub>10.97</sub>	2.78 <sup>3.74</sup> <sub>1.56</sub>	2.4E+03 <sup>4.1E+03</sup> <sub>1.4E+03</sub>	0.51 <sup>0.79</sup> <sub>0.29</sub>
ESO 092 05	0.0202 <sup>0.0210</sup> <sub>0.0124</sub>	0.15 <sup>0.17</sup> <sub>-0.08</sub>	9.74 <sup>9.78</sup> <sub>9.72</sub>	0.06 <sup>0.12</sup> <sub>0.05</sub>	15.57 <sup>15.62</sup> <sub>15.52</sub>	13.03 <sup>13.30</sup> <sub>12.70</sub>	3.3E+04 <sup>4.1E+04</sup> <sub>2.4E+04</sub>	0.72 <sup>0.82</sup> <sub>0.61</sub>
ESO 092 18	0.0178 <sup>0.0184</sup> <sub>0.0125</sub>	0.09 <sup>0.10</sup> <sub>-0.08</sub>	9.74 <sup>9.78</sup> <sub>9.73</sub>	0.16 <sup>0.19</sup> <sub>0.15</sub>	15.24 <sup>15.29</sup> <sub>15.21</sub>	11.15 <sup>11.41</sup> <sub>11.00</sub>	4.5E+04 <sup>5.4E+04</sup> <sub>4.0E+04</sub>	0.57 <sup>0.67</sup> <sub>0.47</sub>
Saurer 3	0.0207 <sup>0.0277</sup> <sub>0.0078</sub>	0.16 <sup>0.30</sup> <sub>-0.29</sub>	9.64 <sup>9.88</sup> <sub>9.53</sub>	0.69 <sup>0.76</sup> <sub>0.66</sub>	14.10 <sup>14.49</sup> <sub>13.82</sub>	6.61 <sup>7.91</sup> <sub>5.81</sub>	1.5E+04 <sup>2.8E+04</sup> <sub>7.8E+03</sub>	0.89 <sup>0.96</sup> <sub>0.61</sub>
Kronberger 39	0.0151 <sup>0.0251</sup> <sub>0.0074</sub>	0.01 <sup>0.25</sup> <sub>-0.31</sub>	9.46 <sup>9.69</sup> <sub>9.34</sub>	0.75 <sup>0.84</sup> <sub>0.67</sub>	15.54 <sup>15.80</sup> <sub>15.20</sub>	12.84 <sup>14.44</sup> <sub>10.98</sub>	1.2E+04 <sup>2.5E+04</sup> <sub>5.9E+03</sub>	0.72 <sup>0.93</sup> <sub>0.36</sub>
ESO 093 08	0.0073 <sup>0.0182</sup> <sub>0.0023</sub>	-0.32 <sup>0.10</sup> <sub>-0.82</sub>	9.93 <sup>10.05</sup> <sub>9.54</sub>	0.67 <sup>0.79</sup> <sub>0.58</sub>	15.61 <sup>15.83</sup> <sub>15.37</sub>	13.26 <sup>14.66</sup> <sub>11.86</sub>	3.4E+04 <sup>6.7E+04</sup> <sub>1.5E+04</sub>	0.66 <sup>0.89</sup> <sub>0.31</sub>
vd BH 144	0.0034 <sup>0.0057</sup> <sub>0.0031</sub>	-0.65 <sup>-0.43</sup> <sub>-0.69</sub>	9.02 <sup>9.10</sup> <sub>8.93</sub>	0.82 <sup>0.88</sup> <sub>0.78</sub>	14.90 <sup>15.06</sup> <sub>14.83</sub>	9.55 <sup>10.26</sup> <sub>9.23</sub>	6.6E+03 <sup>8.0E+03</sup> <sub>5.9E+03</sub>	0.36 <sup>0.45</sup> <sub>0.27</sub>
vd BH 176	0.0256 <sup>0.0272</sup> <sub>0.0122</sub>	0.26 <sup>0.29</sup> <sub>-0.08</sub>	9.71 <sup>9.77</sup> <sub>9.68</sub>	0.44 <sup>0.50</sup> <sub>0.42</sub>	16.48 <sup>16.53</sup> <sub>16.42</sub>	19.78 <sup>20.22</sup> <sub>19.20</sub>	1.7E+05 <sup>1.9E+05</sup> <sub>1.4E+05</sub>	0.46 <sup>0.60</sup> <sub>0.29</sub>
Kronberger 31	0.0155 <sup>0.0243</sup> <sub>0.0068</sub>	0.02 <sup>0.23</sup> <sub>-0.35</sub>	8.99 <sup>9.07</sup> <sub>8.91</sub>	1.24 <sup>1.32</sup> <sub>1.18</sub>	14.59 <sup>14.80</sup> <sub>14.31</sub>	8.27 <sup>9.12</sup> <sub>7.27</sub>	8.2E+03 <sup>1.3E+04</sup> <sub>5.5E+03</sub>	0.78 <sup>0.92</sup> <sub>0.61</sub>
Saurer 6	0.0149 <sup>0.0248</sup> <sub>0.0065</sub>	0.01 <sup>0.24</sup> <sub>-0.37</sub>	9.15 <sup>9.53</sup> <sub>9.05</sub>	0.92 <sup>1.03</sup> <sub>0.81</sub>	14.85 <sup>15.15</sup> <sub>14.11</sub>	9.34 <sup>10.72</sup> <sub>6.64</sub>	4.9E+03 <sup>7.5E+03</sup> <sub>3.3E+03</sub>	0.52 <sup>0.72</sup> <sub>0.33</sub>
Berkeley 56	0.0181 <sup>0.0265</sup> <sub>0.0065</sub>	0.10 <sup>0.28</sup> <sub>-0.37</sub>	9.75 <sup>9.76</sup> <sub>9.72</sub>	0.42 <sup>0.51</sup> <sub>0.38</sub>	15.21 <sup>15.25</sup> <sub>15.16</sub>	11.00 <sup>11.21</sup> <sub>10.79</sub>	5.9E+04 <sup>7.1E+04</sup> <sub>4.8E+04</sub>	0.66 <sup>0.74</sup> <sub>0.57</sub>
Berkeley 102	0.0111 <sup>0.0228</sup> <sub>0.0059</sub>	-0.13 <sup>0.20</sup> <sub>-0.41</sub>	9.69 <sup>9.82</sup> <sub>9.57</sub>	0.44 <sup>0.51</sup> <sub>0.37</sub>	14.43 <sup>14.61</sup> <sub>14.19</sub>	7.68 <sup>8.37</sup> <sub>6.89</sub>	6.2E+03 <sup>9.4E+03</sup> <sub>4.1E+03</sub>	0.59 <sup>0.78</sup> <sub>0.38</sub>


 Figure 1: ASTECA versus database distances. The plots to the right stacked vertically are the ASTECA distances versus the differences in the sense (ASTECA - database). Clusters are colored according to the  $\log age$  assigned by ASTECA.





# Determinación de edades de 3 cúmulos estelares pertenecientes a las Nubes de Magallanes

M.I. Tapia-Reina<sup>1,2</sup>, F.O. Simondi-Romero<sup>1,2</sup> & A.V. Ahumada<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, CONICET, Argentina

Contacto / martina.tapia@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / Se presentan las edades de 3 cúmulos estelares (CE) de las Nubes de Magallanes cuyos espectros integrados fueron obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Las edades fueron derivadas a partir de los anchos equivalentes (AE) medidos en determinadas ventanas espectrales, utilizando tanto tabulaciones como diagramas de diagnóstico que relacionan los AE con la edad. Se discute también sobre las edades acá presentadas y las existentes en la literatura para cada CE.

**Abstract** / The ages of 3 star clusters (SC) of Magellanic Clouds whose integrated spectra were obtained in the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) are presented. The ages were derived using the correlations between the equivalent widths of specific spectral windows and the age of the SC. Ages here presented and those found by other authors are also discussed for each SC.

**Keywords** / galaxies: individual (LMC, SMC) — galaxies: star clusters: general — techniques: spectroscopic

## 1. Introducción

Los cúmulos estelares (CE) pueden considerarse como bloques primordiales de población estelar, ya que sus estrellas se habrían formado, prácticamente, en la misma época y con la composición química presente en la nube originaria (Janes, 2000). Esto permite, en general, comparar los CE con modelos teóricos de poblaciones estelares simples (SSP, por sus siglas en inglés, *simple/single stellar populations*), ya que permiten estudiar y modelar los procesos de evolución estelar (Salaris & Cassisi, 2005). Conocer las propiedades físicas (e.g., edad, composición química), dinámicas (e.g., movimiento propio) y estructurales (e.g., distribución de masa) de un sistema de CE, resulta fundamental para comprender los procesos de formación y evolución de las galaxias que los albergan, desde la Vía Láctea (VL) hasta aquellas galaxias muy distantes a altos redshift (Greggio & Renzini, 2011). Comparadas con la VL, las Nubes de Magallanes (NM) son más ricas en gases y más pobres en metales, proveyendo diferentes entornos para la formación y evolución de los CE (Santiago, 2009). La determinación de las propiedades de los CE: edad, enrojecimiento y metalicidad se basa en el análisis de diagramas color–magnitud (DCM) y en observaciones de estrellas individuales. Para esto, en general, algunos parámetros son tomados fijos a la hora de seleccionar las correspondientes isócronas, tales como la metalicidad. Sin embargo, se sabe que un pequeño error en estos parámetros podría llevar a marcados efectos en otras cantidades (Westerlund, 1997). Una de las técnicas observacionales disponible que ha demostrado ser una poderosa herramienta para estudiar CE y determinar con mayor precisión los parámetros mencionados,

es la *espectroscopía integrada*. Los CE de las NM juegan un rol destacado en la interpretación de poblaciones estelares, ya que, debido a su cercanía y tamaños angulares son propicios para estudiarlos con esta técnica. Vale destacar que Asa'd et al. (2013) encontraron que los espectros integrados, cuando se comparan con modelos computacionales de alta resolución, proveen muy buenas determinaciones de edad, mostrando en particular que la espectroscopía integrada es más robusta a la hora de resolver el problema de la degeneración edad-enrojecimiento. Esta técnica observacional ha sido aplicada con éxito a CE en general, tanto a cúmulos globulares (CG) de la VL (e.g., Larsen et al. 2017), como a cúmulos abiertos (CA) de la VL (e.g., Ahumada et al. 2007; Clariá et al. 2017), como así también a CE de las NM (e.g., Ahumada et al. 2016, 2019), e incluso a CE de galaxias más distantes (CG en la galaxia enana esferoidal (dSph) Fornax 3, e.g., Colucci et al. 2017). En este trabajo se determinaron las edades de 2 CE pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes (NMM) y 1 CE de la Nube Menor de Magallanes (NmM). En la Sección 2 se presentan las observaciones, en la Sección 3 se introduce la determinación de parámetros y resultados así como la comparación con datos de literatura de los mismos, finalmente en la Sección 4 se presentan las conclusiones y perspectivas de trabajo futuro.

## 2. Observaciones espectroscópicas

Los objetos observados (Fig.1) son dos CE de la NMM; NGC 1826 y SL 573, y un CE perteneciente a la NmM: Lindsay 41 (L 41), cuyas denominaciones principales y coordenadas ecuatoriales se presentan en la Tabla 1,

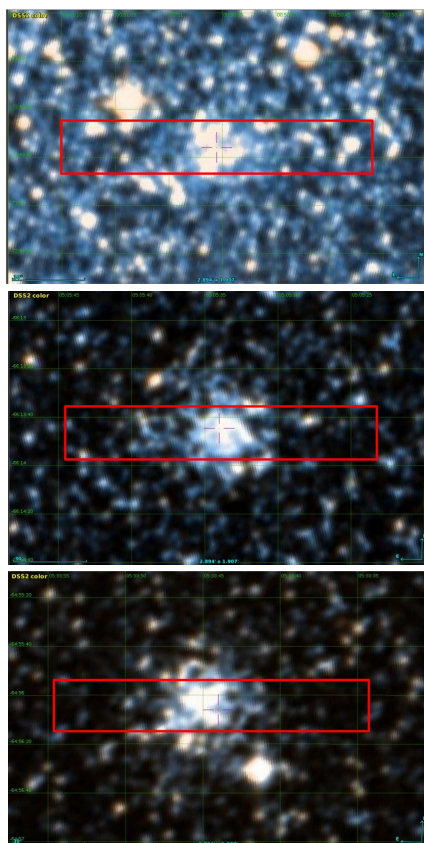


Figura 1: Imágenes ( $\approx 3' \times 2'$ ) del DSS de los CE estudiados. La región observada se representa en rojo. *Panel superior*: L41, en el *panel intermedio*: NGC 1826 y SL573 en el *panel inferior*. Norte hacia arriba, Este hacia la izquierda.

junto a los tiempos de observación y la razón S/N final. Para cada CE se obtuvieron diferentes observaciones lo que permitió, además de mejorar la relación S/N del espectro final, realizar la corrección por rayos cósmicos. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio “Jorge Sahade” (2.15 m) del CASLEO en San Juan, Argentina en 2019, utilizando una cámara CCD acoplada al espectrógrafo REOSC (modo DS). La ranura del espectrógrafo, con una apertura de  $5''$  y una longitud de  $2.25'$ , fue orientada en dirección Este-Oeste y se desplazó el telescopio en la dirección Norte-Sur (Fig.1) a fin de escanear el CE. La red de  $300\text{ l/mm}$  permitió obtener espectros con una dispersión de  $3.4 \text{ \AA}/\text{pix}$ , y un rango espectral útil de  $(3800 - 7250) \text{ \AA}$ , con una resolución de  $17 \text{ \AA}$  a partir del FWHM (por sus siglas en inglés: *full width at half maximum*) medido en las lámparas de comparación. Además, se observaron estrellas estándares y se obtuvieron BIAS, FLATS y lámparas de comparación que permitieron, luego de realizar las distintas correcciones y calibraciones con IRAF\* de manera estándar (Ahumada et al., 2016), obtener los

\*Software confeccionado y continuamente actualizado por el grupo de programación IRAF del *National Optical Astronomy Observatories*, Tucson (Arizona, EE.UU.)

espectros finales (Fig. 2).

### 3. Determinación de parámetros y resultados

A partir de los espectros integrados de los CE de la muestra, se midieron los anchos equivalentes (AE) de diferentes líneas y perfiles espectrales sobre algunas de las ventanas definidas en Bica & Alloin 1986a (BA86a). En la Tabla 1 se presentan los resultados para las líneas de Balmer. Estas mediciones se realizaron utilizando IRAF, obteniendo una incerteza máxima para cada medición de  $1 \text{ \AA}$ . En Bica & Alloin 1986b (BA86b) los autores publican una serie de tablas de edades de CE en función de AE medidos sobre las ventanas definidas en BA86a. En particular en este trabajo se utilizó la Tabla II de BA86b, donde se presentan las correlaciones entre los AE de las líneas de Balmer y la edad de los CE. A partir de estas correlaciones, se obtuvo una primera estimación de edad de cada CE de la muestra presentada en la segunda columna de la Tabla 2. En la misma se observa que L41 es el objeto más joven de la muestra, mientras que NGC 1826 y SL573 tienen edades en el rango  $(0.5 - 3) \times 10^9$  años.

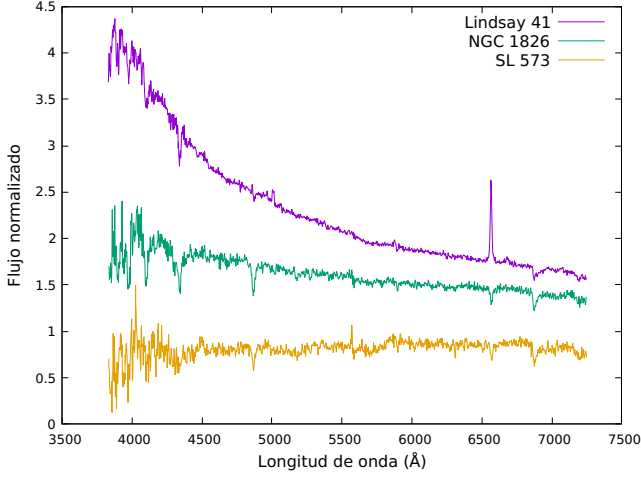
Santos & Piatti 2004 (SP04), a partir de una muestra de AE obtenidos de manera heterogénea, realizan una serie de ajustes entre las edades y metalicidades de los CE con las sumas SH y SM, donde SH se define como la suma de los AE de las líneas de Balmer (*i.e.*  $SH = H\delta + H\gamma + H\beta$ ) y SM como la suma de los AE de los perfiles metálicos (*i.e.*  $SM = CaII K + \text{Banda } G (CH) + MgI$ ) (Tabla 1). Los autores además confeccionan un diagrama diagnóstico (DD) SM vs. SH que permite ubicar los CE en 4 grupos de edades. A partir de este DD se obtuvo una segunda estimación de edad para cada CE, las cuales se presentan en la columna 3 de la Tabla 2.

En la columna 4 de la Tabla 2 se presenta un compendio con las edades de literatura para cada CE. Bica et al. (1996) a partir de fotometría integrada presentaron una clasificación SWB (Searle et al., 1980) e incluyeron un rango de edades para cada uno de los tipos introducidos. En particular a NGC 1826 le otorgan un tipo SWB IVB, que correspondería a una edad entre  $(400 - 800) \times 10^6$  años, y a SL573 un tipo SWB VI que correspondería a una edad entre  $(2 - 5) \times 10^9$  años, por lo que los resultados provistos por este trabajo serían los primeros obtenidos con espectroscopía integrada. Glatt et al. (2010) y Nayak et al. (2018) observaron L41 y ajustaron isócronas de Padova (Girardi et al. 1995, Marigo et al. 2008), para obtener edades del orden de  $100 \times 10^6$  años. Sin embargo, de la inspección del espectro integrado, se observa un gran aporte en la región azul del mismo y emisión en  $H\alpha$ , lo que se corresponde con un objeto de edad temprana. Martayan et al. (2010) realizaron un relevamiento de objetos con líneas  $H\alpha$  en emisión en CE de la NmM y detectaron la presencia de una estrella de tipo Be en L41, que podría ser la causa de la emisión en el espectro presentado en la Fig.2.

Teniendo en cuenta los valores derivados en este trabajo, en acuerdo con los encontrados por otros autores, se infiere que SL573 tiene una edad alrededor de  $3 \times 10^9$

Tabla 1: Muestra de CE observados: denominaciones principales, coordenadas ecuatoriales, tiempo de exposición total, razón señal-ruido  $S/N$  en  $5500 - 5700 \text{ \AA}$ , AE de las líneas de Balmer y  $SM = Ca II K + Banda G + Mg I$ , en  $\text{\AA}$ .

Denominaciones principales	$\alpha_{2000}$ (h m s)	$\delta_{2000}$ ( $^{\circ}$ ' ")	Exposición total (min)	$S/N$	$H\alpha$	$H\beta$	$H\gamma$	$H\delta$	$SM$
L 41	00 50 55	-72 43 38	120	20	-16.0	1.0	3.8	4.0	2.6
NGC 1826	05 05 34	-66 13 45	110	46	2.9	6.1	9.7	9.7	13.6
SL 573	05 33 44	-64 56 06	50	29	2.6	3.5	7.0	7.3	15.7


 Figura 2: Espectros finales de los CE en unidad de flujo normalizado a la unidad en  $\lambda \sim 5600 \text{ \AA}$ , desplazados por diferentes constantes.

años, y NGC 826 sería apenas más joven con una edad cercana a  $1 \times 10^9$  años. Para el caso de L 41, la edad estimada en este trabajo es menor a  $10 \times 10^6$  años, un orden de diferencia con la presente en literatura, aunque ya se hizo mención sobre este hecho anteriormente.

#### 4. Conclusiones y perspectivas futuras

Otro método para analizar espectros integrados se basa en compararlos con espectros patrones, ó *templates* construidos de espectros integrados de CE de edades y metalicidades conocidas (Ahumada et al., 2019). Santos et al. (1995) presentaron una librería de *templates* que representa la evolución espectral integrada más completa de CE de las NM, la cual fue reforzada con nuevos espectros patrón (e.g., Minniti et al. 2014, Oviedo & Ahumada 2020). Sin embargo, es necesario mejorar estas bibliotecas de *templates*, ya que las mismas son acotadas tanto en rango espectral como en rango temporal e imposibilitan una mejor determinación de edades de los CE estudiados. Por estas razones, se continuará estudiando estos y otros CE, aumentando así la base de CE observados y estudiados a fin de combinar sus espectros integrados en nuevos *templates* de buena calidad. Este avance en el estudio sería esencial para derivar por primera vez otros parámetros de CE no estudiados de galaxias cercanas.

*Agradecimientos:* “Based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), operated under agreement bet-

 Tabla 2: Edades para los CE en estudio, todas expresadas en  $10^6$  años.

Cúmulo	Edad Balmer	Edad DD	Edad	Ref.
L 41	< 10	< 40	< 10	(a)
			140	(b)
			158	(c)
NGC 1826	500-3000	400-1500	1000	(a)
			400-800	(d)
SL 573	> 1000	> 2500	3000	(a)
			2000-5000	(d)

Referencias: (a) Edad adoptada en este estudio, (b) Nayak et al. (2018), (c) Glatt et al. (2010), (d) Bica et al. (1996).

ween the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan”.

#### Referencias

- Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E., 2007, *A&A*, 473, 437  
 Ahumada A.V., et al., 2016, *PASP*, 128, 094101  
 Ahumada A.V., et al., 2019, *PASP*, 131, 024101  
 Asa’d R.S., Hanson M.M., Ahumada A.V., 2013, *PASP*, 125, 1304  
 Bica E., Alloin D., 1986a, *A&A*, 162, 21  
 Bica E., Alloin D., 1986b, *A&AS*, 66, 171  
 Bica E., et al., 1996, *ApJS*, 102, 57  
 Clariá J.J., et al., 2017, *NewA*, 56, 71  
 Colucci J.E., Bernstein R.A., McWilliam A., 2017, *ApJ*, 834, 105  
 Girardi L., et al., 1995, *A&A*, 298, 87  
 Glatt K., Grebel E.K., Koch A., 2010, *A&A*, 517, A50  
 Greggio L., Renzini A., 2011, *Stellar Populations: A User Guide from Low to High Redshift*, John Wiley & Sons  
 Janes K., 2000, *Star Clusters*, 1871, IOP Publishing  
 Larsen S.S., Brodie J.P., Strader J., 2017, *A&A*, 601, A96  
 Marigo P., et al., 2008, *A&A*, 482, 883  
 Martayan C., Baade D., Fabregat J., 2010, *A&A*, 509, A11  
 Minniti J.H., et al., 2014, *A&A*, 565, A49  
 Nayak P.K., et al., 2018, *A&A*, 616, A187  
 Oviedo C.G., Ahumada A.V., 2020, *BAAA*, 61B, 57  
 Salaris M., Cassisi S., 2005, *Evolution of stars and stellar populations*, John Wiley & Sons  
 Santiago B., 2009, J.T. Van Loon, J.M. Oliveira (Eds.), *The Magellanic System: Stars, Gas, and Galaxies*, vol. 256, 69–80  
 Santos J. F. C. J., Piatti A.E., 2004, *A&A*, 428, 79  
 Santos J. F. C. J., et al., 1995, *MNRAS*, 276, 1155  
 Searle L., Wilkinson A., Bagnuolo W.G., 1980, *ApJ*, 239, 803  
 Westerlund B.E., 1997, *Cambridge Astrophysics Series*, 29



# Emisión (sub)milimétrica polarizada de discos protoplanetarios

M. Fernández López<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contacto / manferna@gmail.com

**Resumen** / Se piensa que los discos protoplanetarios son magnéticamente activos y que podrían transportar momento angular mediante inestabilidades magneto-rotacionales y vientos de disco. Estas hipótesis han servido de base teórica para buscar el campo magnético en discos mediante técnicas polarimétricas, implicando necesariamente observaciones de alta resolución angular (escalas de menos de 100 ua) y gran sensibilidad (la fracción de luz polarizada suele ser de menos del 1% de la luz recibida en estos objetos). Gracias a las enormes prestaciones del telescopio *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)*, los estudios de luz polarizada en ondas milimétricas y submilimétricas hacia discos protoplanetarios se han multiplicado en los últimos seis años. Este tipo de observaciones fueron diseñadas para medir y mapear la distribución espacial del campo magnético en los discos, pero la naturaleza de las primeras detecciones incluyó sorpresas que condujeron a un rápido desarrollo teórico para explicar el origen de la luz polarizada en ondas (sub)milimétricas, distinto del que se da en general en el Medio Interestelar (alineación preferente de granos de polvo en torno a líneas de campo magnético). En esta contribución haré un resumen de las investigaciones polarimétricas en discos protoplanetarios tanto en el plano observacional como en el teórico. Presentaré algunos de los caminos propuestos en la actualidad para obtener información acerca del campo magnético en discos.

**Abstract** / Protoplanetary disks are thought to be magnetically active and could transport angular momentum via magneto-rotational instabilities and disk winds. These hypothesis have been the theoretical background in order to understand magnetic fields in disks via high-angular resolution ( $< 100$  au scales) and great sensitivity (polarized fraction in these objects is typically  $\sim 1\%$ ) polarimetric observations. Due to the enormous capabilities of the *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)* telescope, polarization studies at millimeter and submillimeter wavelengths toward protoplanetary disks have grown in the last six years. These observations were intended to map and measure the spatial distribution of the magnetic field in disks. Surprisingly, the actual origin of the polarized emission in disks differs from the Interstellar Medium typical origin (dust grains aligned along magnetic field lines). In this contribution I will review the interferometric polarimetry research in protoplanetary disks both in the theoretical and the observational facets. I will present some paths currently proposed to obtain information of magnetic fields in disks.

**Keywords** / stars: formation — stars: protostars — protoplanetary disks — submillimeter: ISM — techniques: interferometric — techniques: polarimetric

## 1. Polarización (sub)milimétrica con interferómetros

La emisión del polvo en el Medio Interestelar está polarizada linealmente debido a que los granos de polvo se alinean preferentemente con su eje menor paralelo al campo magnético mediante un proceso de torques radiativos (ejm., Andersson et al., 2015). Por otra parte, se espera que los discos protoplanetarios sean objetos magnéticamente activos: con campos que podrían controlar el transporte de momento angular (Blandford & Payne, 1982; Balbus & Hawley, 1998) y la eyección de vientos de disco (ejm., Konigl & Pudritz, 2000). Debido al tamaño de los discos ( $\sim 100$  ua) y la distancia típica a las estrellas jóvenes en formación ( $> 150$  pc), para obtener información detallada del campo magnético se necesitan observaciones de alta resolución angular. Además, debido a que estos objetos suelen estar embebidos en ambientes con mucha extinción dentro de sus nubes moleculares originales, son accesibles preferente-

mente en longitudes de onda radio, especialmente en ondas milimétricas y submilimétricas. Estas observaciones sólo han sido posibles durante los últimos seis o siete años (antes de 2015, véanse los trabajos de Hughes et al., 2009, 2013, reportando no detecciones en varios discos).

La expectativa teórica consiste en la presencia de un campo magnético toroidal en los discos y, por tanto, un patrón de polarización radial (en el caso de poder detectar el campo responsable de un viento de disco, el patrón esperado sería poloidal). Sin embargo, en algunas de las primeras detecciones interferométricas (con resoluciones de  $0.4'' - 0.6''$ ) se pudo ver que esta tendencia no aparecía en discos de estrellas T-Tauri o protoestrellas de alta masa (Stephens et al., 2014; Segura-Cox et al., 2015; Fernández-López et al., 2016). En cambio, la polarización presentaba una dirección lineal y uniforme a lo largo del eje menor del disco (Fig. 1).

Con el advenimiento del telescopio *ALMA*, la emisión polarizada del continuo (emisión térmica del polvo) se pudo resolver espacialmente, con decenas de píxeles

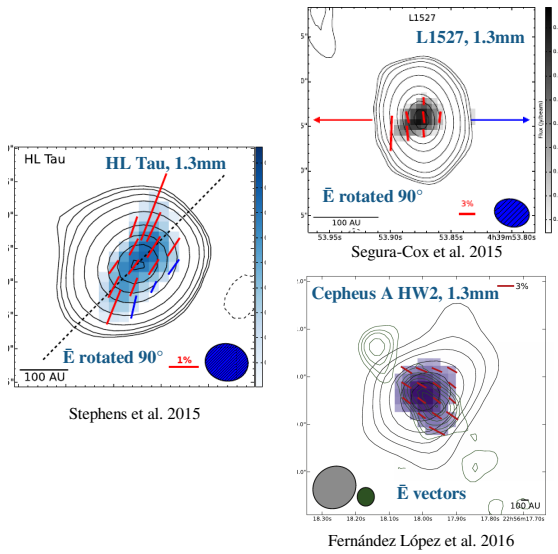


Figura 1: Primeras detecciones interferométricas de la emisión de continuo polarizada que mostraban un patrón lineal y uniforme en discos protoplanetarios. Figuras adaptadas y reproducidas con permiso de Stephens et al. (2014) (izquierda, Springer Nature), Segura-Cox et al. (2015) (derecha arriba, © AAS) y Fernández-López et al. (2016) (derecha abajo, © AAS).

independientes a lo largo de un disco (ver Fig. 2 y, por ejemplo, Stephens et al., 2017; Alves et al., 2018; Girart et al., 2018; Harris et al., 2018; Hull et al., 2018). Estas observaciones han mostrado distintas morfologías en distintas fuentes (polarización lineal, toroidal, mezcla, ver por ejemplo Girart et al., 2018; Dent et al., 2019; Harrison et al., 2019), pero también distintas morfologías en un mismo disco dependiendo de la longitud de onda observada (ver los estudios de Kataoka et al., 2017; Stephens et al., 2017, en el disco de HL Tauri), dejando en entredicho el origen de la emisión polarizada. En otros estudios, por el contrario, el patrón de polarización no muestra dependencia de la longitud de onda para un mismo disco (Alves et al., 2018). Como veremos en la Sec. 2, en estos años han surgido nuevas ideas teóricas basadas en procesos de autodispersión (*selfscattering*) y/o alineamiento de granos de polvo sin campos magnéticos, tratando de comprender el número creciente de resultados diversos.

## 2. Naturaleza de la emisión (sub)milimétrica polarizada

A partir de las detecciones interferométricas milimétricas pioneras por Rao et al. (2014) y Stephens et al. (2014) surgieron una serie de artículos que proponían procesos de dispersión producida por los propios granos de polvo (autodispersión) para explicar la emisión de continuo polarizada linealmente en discos (Kataoka et al., 2015; Yang et al., 2016). Se han unido a éstos, otros trabajos en los que se proponen mecanismos de

alineamiento de granos de polvo que no involucran campos magnéticos (ejm., Tazaki et al., 2017; Kataoka et al., 2019; Lin et al., 2021).

### 2.1. Autodispersión

Es bien sabido que la luz infrarroja procedente de una protoestrella, dispersada por los granos de polvo de las capas superficiales de un disco circumestelar queda polarizada y muestra un patrón centro-simétrico con origen en la fuente iluminadora (ver por ejemplo, Hashimoto et al., 2011). En ondas (sub)milimétricas, sin embargo, el origen de la radiación de continuo es el propio polvo del disco circumestelar y los procesos de dispersión se producen también en los granos de polvo. Es por eso que, a estos procesos de dispersión, se los ha dado en llamar de “autodispersión” (Kataoka et al., 2015). Los modelos que simulan los procesos de autodispersión muestran que el patrón de polarización en un disco inclinado y proyectado en el plano del cielo tiene una configuración lineal y uniforme alineada con el eje menor del disco, lo que explicaría las observaciones en muchos objetos jóvenes, preferentemente en longitudes de onda submilimétricas (Yang et al., 2016). Las simulaciones de autodispersión en discos también prevén que la emisión polarizada se distribuya a lo largo del eje mayor en discos inclinados y que el pico de la emisión polarizada no coincida con el centro del mismo en discos gruesos (Yang et al., 2017).

La determinación del origen por autodispersión de la emisión polarizada en discos ha servido para obtener una medida independiente del tamaño máximo de los granos de polvo en el disco, puesto que la dispersión debida a granos de polvo con tamaño máximo  $\sim a$ , muestra una gran dependencia con la longitud de onda,  $a \sim \lambda/2\pi$  (ver Fig. 3, Kataoka et al., 2017).

### 2.2. Alineamiento de granos de polvo

Como ya hemos mencionado, los campos magnéticos alinean los granos de polvo presentes en el Medio Interestelar en una combinación de rotación supratérmica de los granos, torques radiativos y precesión en torno a las líneas de campo. Lo hacen preferentemente de forma que el eje mayor de los granos se dispone perpendicularmente a la orientación del campo y por tanto, los vectores de polarización deben ser rotados  $90^\circ$  para mostrar la dirección del campo magnético. Esta técnica se ha usado con éxito en numerosas publicaciones mostrando los resultados obtenidos por el satélite Planck (ejm., Planck Collaboration et al., 2016, 2020).

Sin embargo, en los últimos años se han propuesto y rescatado otros mecanismos de alineamiento de granos que podrían producir la emisión polarizada (sub)milimétrica en algunos discos. De forma muy esquemática, los ingredientes necesarios para generar la polarización son: una fuerza externa que haga rotar los granos de polvo (ejm., torques radiativos o mecánicos) y una dirección en torno a la que el grano precese (puede ser definida, por ejemplo, por un campo magnético, un flujo radiativo anisotrópico, o un flujo de partículas de

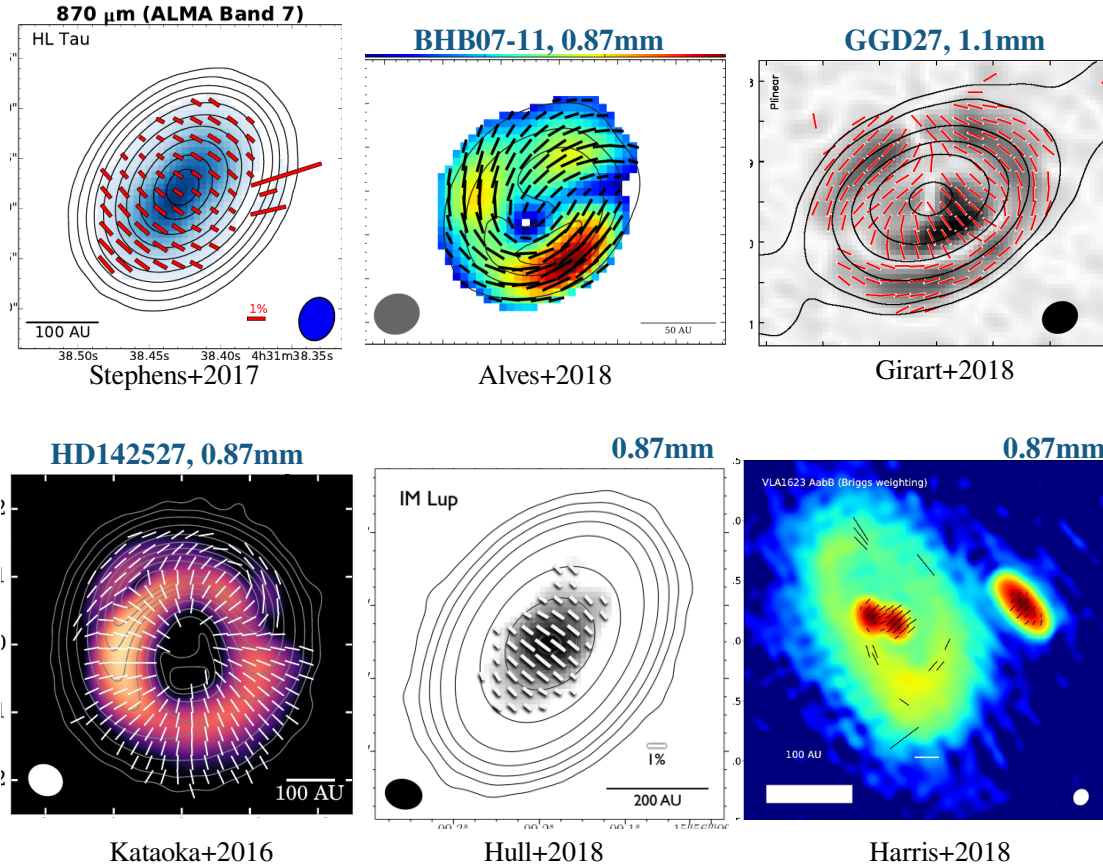


Figura 2: Distintos patrones de polarización lineal en discos protoplanetarios observados con ALMA. Las figuras muestran la gran capacidad de este telescopio para obtener decenas de medidas independientes en el interior de los discos. Fila superior, de izquierda a derecha, figuras adaptadas y reproducidas con permiso de: Stephens et al. (2017) (© AAS), Alves et al. (2018) (© ESO) y Girart et al. (2018) (© AAS). Fila inferior, de izquierda a derecha, figuras reproducidas con permiso de: Kataoka et al. (2016) (© AAS), Hull et al. (2018) (© AAS) y Harris et al. (2018) (© AAS).

gas). Si el alineamiento de los granos se produce antes de que ocurra una colisión con otra partícula que aleatorice su dirección, entonces la emisión térmica del ensamble de granos, preferentemente alineados en una dirección, queda linealmente polarizada. Como dijimos anteriormente, en el caso del alineamiento de granos mediante un campo magnético toroidal, el patrón de polarización en un disco visto de frente debería ser radial. En el caso del alineamiento radiativo, el patrón sería, en cambio, toroidal, y este mecanismo dominaría en granos mayores a  $50 \mu\text{m}$  (Tazaki et al., 2017). El alineamiento mecánico fue propuesto ya por Gold (1952) y operaría en el caso de flujos supersónicos. En los discos circumstelares, donde el flujo de gas con respecto al movimiento de los granos de polvo sería subsónico, son necesarios granos con una cierta helicidad para lograr su alineación (Kataoka et al., 2019). Para flujos supersónicos el patrón de polarización en un disco sería toroidal, mientras que

para flujos subsónicos el patrón cambiaría desde el toroidal hasta uno espiral y dependería del número de *Stokes* que caracteriza el comportamiento de las partículas en un flujo.

### 3. Aplicación de la teoría

A partir de los diagnósticos y predicciones hechas por los modelos y simulaciones que presentan los desarrollos teóricos expuestos en la Sec. 2 se comenzaron a interpretar los resultados observacionales obtenidos con ALMA. Cuando se encuentra una distribución lineal y uniforme a lo largo del eje menor del disco (normalmente en longitudes de onda submilimétricas) se interpreta como originada por efecto de la autodispersión. En cam-

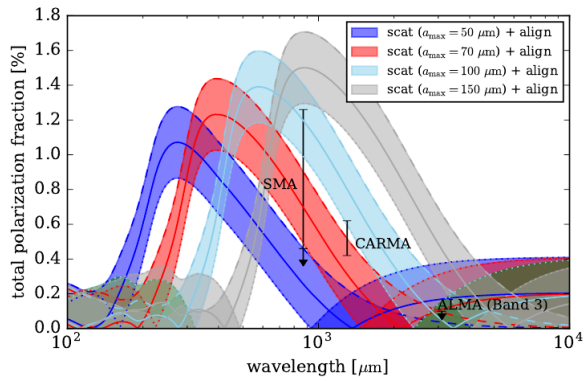


Figura 3: Curvas mostrando la fracción de polarización en función de la longitud de onda, para diferentes tamaños de granos de polvo (entre 50 y 150  $\mu$  m). Figura reproducida con permiso de Kataoka et al. (2017) (© AAS).

bio, un patrón toroidal de los *vectores* de polarización\* podría deberse al alineamiento radiativo o mecánico de granos (suele observarse a longitudes de onda milimétricas, normalmente a más de  $\sim 3$  mm; ver por ejemplo, Harrison et al., 2019). Patrones que parecen ser mezcla entre ambas configuraciones (observados a longitudes de onda entre 3 mm y 0.9 mm) suelen interpretarse como una transición entre ambos regímenes, sobre todo cuando los tres patrones se observan en un mismo objeto (HL Tauri es el ejemplo paradigmático de este comportamiento, Stephens et al., 2017; Lin et al., 2021).

En otros discos, se ha encontrado un patrón lineal uniforme alineado con el eje menor en el centro del disco, y una distribución azimutal en las afueras (Girart et al., 2018; Bacciotti et al., 2018; Sadavoy et al., 2019). Las interpretaciones son diversas aunque en todos los casos coinciden en que en el centro, la polarización es debida a la autodispersión. En cambio en las afueras, el patrón azimutal podría deberse a un efecto de autodispersión (como el esperado para estructuras anulares, Kataoka et al., 2015), o bien al alineamiento de granos radiativo o mecánico. El cambio de una morfología a otra podría deberse a variaciones en la opacidad del disco (Girart et al., 2018; Lin et al., 2021).

Las observaciones polarimétricas han llegado también a sistemas múltiples con protoestrellas asociadas a discos circunestelares y circumbinarios. En el sistema VLA 1623 el disco circumbinario en torno a las componentes A y B muestra un patrón de polarización azimutal que podría explicarse por alineamiento de granos con un campo magnético en forma de reloj de arena (Harris et al., 2018; Sadavoy et al., 2018). Un campo magnético poloidal sería también responsable de la polarización en el sistema BHB07-11 (Alves et al., 2018),

\*Nótese que, a pesar de que comúnmente se denominan vectores, los segmentos que indican el ángulo de posición de la polarización lineal proyectada en el plano del cielo, no siempre indican la magnitud del porcentaje de polarización y, aunque muestran una dirección, no muestran el sentido, por lo que no tienen todos los elementos que concurren en la definición de vector.

aunque no quedan descartados el alineamiento radiativo o mecánico, pero sí la autodispersión (que es altamente dependiente de la longitud de onda de observación), puesto que se observa el mismo patrón espiral a 3, 1 y 0.9 mm.

Son por tanto los patrones azimutales o toroidales los que, hasta el momento, han causado mayores problemas para ser interpretados. En este sentido, en los últimos años se han conducido varios desarrollos teóricos apuntando en diferentes direcciones. Yang et al. (2019) distinguieron entre patrones toroidales con vectores tangentes a la elipse que delinea un disco inclinado proyectado en el plano del cielo, y los patrones toroidales con vectores tangentes a una circunferencia. Los primeros se deberían a alineamiento mecánico (denominado “aerodinámico” por esos autores), mientras que el segundo tipo se produciría en el alineamiento radiativo. Este estudio llevó a sus autores a descartar el alineamiento radiativo como forma de explicar el patrón azimutal en discos como el de HL Tauri, Haro 6-13 o DG Tauri. Guillet et al. (2020) propusieron que los granos con tamaños del orden de la longitud de onda de observación polarizarían la luz a lo largo de su eje menor, y predijeron un cambio brusco, de  $90^\circ$ , en los vectores de polarización en observaciones a longitudes de onda cercanas. Más recientemente, Mori & Kataoka (2021) han propuesto un modelo fenomenológico con el que, mezclando la emisión por autodispersión y la de un ensamble de granos prolato alineados azimutalmente, explicarían la morfología azimutal de la polarización, la distribución espacial de la intensidad de polarización y la fracción de polarización. Tomando como hipótesis de trabajo que el patrón azimutal se debe posiblemente a que los granos del disco muestran algún tipo de alineamiento, Lin et al. (2021) han mostrado un acuerdo muy bueno entre sus modelos y las observaciones de HL Tauri en todas las bandas usadas por ALMA. Estos modelos se basan en la emisión y dispersión de una población de granos alargados (no esféricos) alineados. Incluyendo a estos dos mecanismos el efecto de la opacidad, los modelos de Lin et al. (2021) reproducen cualitativamente la dependencia en frecuencia de los patrones de polarización de HL Tauri.

#### 4. Estudios de autodispersión

El reconocimiento de que las observaciones de la emisión de continuo polarizada en las bandas (sub)milimétricas en discos protoplanetarios no muestran la morfología esperada por la acción de los campos magnéticos, no impide que este tipo de estudios no sea provechoso en otros aspectos. De hecho, el análisis multi-frecuencia de la autodispersión puede utilizarse como una medida independiente del tamaño de los granos de polvo en discos. Este punto puede tener derivaciones relevantes en el ámbito de la formación planetaria. Por otra parte, el efecto de la autodispersión en discos gruesos puede usarse para caracterizar determinados aspectos de su geometría y orientación.

El tamaño máximo de los granos de polvo en un disco ha sido inferido típicamente mediante la medición del índice espectral de la emisión de continuo en el rango 1 mm – 3 mm (ejm., Tazzari & Lodato, 2015; Tazzari

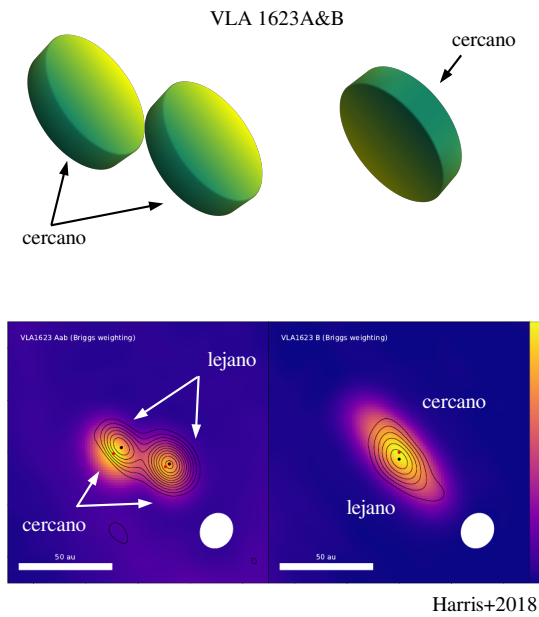


Figura 4: Orientación de los discos en el sistema múltiple VLA 1623. Emisión del continuo de polvo (contornos) y emisión polarizada (escala de colores) de las componentes Aab (panel inferior izquierdo) y B (panel inferior derecho). Figuras adaptadas y reproducidas con permiso de Harris et al. (2018) (© AAS). La parte superior de la figura muestra de forma esquemática la orientación de los discos inferida a partir de las observaciones polarimétricas.

et al., 2021). Sin embargo, es sabido que este tipo de medidas llevan aparejadas ciertos problemas (efectos de opacidad, efectos de dispersión, composición química de los granos, etc) que pueden adulterar sus resultados. En todo caso, este tipo de estudios estiman que el tamaño máximo de los granos de polvo en discos protoplanetarios es típicamente  $> 1$  mm. La autodispersión, por su lado, al ser un efecto muy dependiente tanto de la frecuencia como del tamaño de los granos, supone una medida directa de este último parámetro (ejm., Kataoka et al., 2017). Los tamaños máximos típicos derivados con este segundo método son del orden de  $100 \mu\text{m}$ , un orden de magnitud menores que los estimados con el índice espectral. Ohashi et al. (2020) mostraron hace poco que una forma de reconciliar los dos observables (índice espectral y fracción de polarización), además de tener en cuenta el tamaño de los granos, es considerar el efecto de la opacidad y/o los posibles efectos de asentamiento de granos grandes en el plano medio del disco (estratificación vertical del polvo).

En cuanto a los discos inclinados gruesos, Yang et al. (2017) mostraron cómo el pico de su emisión polarizada queda desplazado con respecto a sus centros. Esto determina cuál es el borde cercano o lejano de dichos discos, pudiéndose inferir su orientación 3D (Fig. 4, véanse también Girart et al., 2018; Harris et al., 2018).

## 5. Cómo medir campos magnéticos en discos

Las predicciones teóricas acerca de los procesos de acreción en discos protoplanetarios involucran turbulencia magneto-hidrodinámica basada en inestabilidades magneto-rotacionales y/o vientos magnéticos. Por tanto, el rol del campo magnético en discos seguiría siendo preponderante y, sin embargo, existen pocas evidencias empíricas de su existencia (el campo ha sido medido en estrellas T Tauri y a distancias menores a 1 ua, Donati et al., 2005; Johns-Krull, 2007). Las observaciones de la emisión polarizada de continuo con ALMA muestran como efectos dominantes la autodispersión y el alineamiento mecánico. A pesar de estas conclusiones preliminares (que necesitan ser confirmadas), se han publicado varios trabajos que sugieren la alineación magnética de los granos en varios discos (Alves et al., 2018; Lee et al., 2018; Ohashi et al., 2018; Takahashi et al., 2019). En estos casos, una mezcla de métodos de alineamiento, efectos de opacidad, u otros aspectos, como la contaminación con la emisión del núcleo denso que rodea los discos en sus etapas tempranas, han de ser tenidos en cuenta para poder descartar alternativas.

Es por esto, que las técnicas tal vez más prometedoras para la detección y medición del campo magnético a lo largo y ancho de todo el disco son los estudios de polarización (sub)milimétricos en líneas moleculares, usando tanto el efecto Zeeman (polarización circular), como el efecto Goldreich-Kylafis (polarización lineal).

### 5.1. Efecto Zeeman

El efecto Zeeman es la única manera directa de medir la magnitud del campo magnético. Hasta el momento, los experimentos llevados a cabo con interferómetros en discos protoplanetarios para medir la polarización circular de transiciones moleculares se han centrado en la observación de la molécula de CN, que tiene un momento dipolar comparativamente grande. Por el momento sólo se han conseguido poner cotas superiores a un hipotético campo magnético toroidal en los discos de TW Hya ( $< 30$  mG Vlemmings et al., 2019) y AS 209 ( $< 9$  mG Harrison et al., 2021). Es necesario buscar nuevos trazadores moleculares, tal vez mejores candidatos (discos más brillantes, cercanos, inclinados, etc), observaciones aún más profundas con ALMA, y una mejor caracterización de la respuesta instrumental en el parámetro de Stokes V a fin de asegurar una detección (ver, por ejemplo, Lankhaar et al., 2022). Una razón alternativa para explicar la falta de detección es que la polaridad del campo magnético cambie de un lado al otro del plano medio del disco. En este caso, los límites superiores obtenidos podrían ser erróneos y habría que diseñar un experimento en un disco con una geometría más ventajosa. Por otra parte la caracterización de la polarización circular instrumental en ALMA no ha sido bien caracterizada hasta este momento.

La conclusión de estos estudios preliminares parece ser que, de conseguirse una detección, el efecto Zeeman no sería una técnica aplicada a un gran número de objetos por requerir grandes tiempos de integración. Por



contra, si se pudiese medir el campo en algunos pocos objetos la información que estas observaciones proporcionarían sería de gran valor.

## 5.2. Efecto Goldreich-Kylafis

La polarización lineal en líneas moleculares (*efecto Goldreich-Kylafis* o efecto GK) también ha sido estudiada en discos protoplanetarios con resultados dudosos, aunque promisorios. Para su detección, es necesario un campo de radiación anisotrópico o un gradiente de velocidad. Además, los últimos estudios teóricos muestran que es necesario tener líneas no termalizadas. La polarización debida al efecto GK puede mostrar la dirección paralela o perpendicular al campo magnético y, aunque se ha podido detectar anteriormente en nubes y flujos moleculares, las detecciones en discos reportadas son sólo marginales. Stephens et al. (2020) detectaron una polarización menor al 1% en el disco de HD 142527, sólo tras promediar la emisión de CO del disco en espacio y velocidad. De forma análoga Teague et al. (2021) mostraron la posible detección del efecto GK en el disco de TW Hya, tras asumir un campo toroidal/poloidal. Esta técnica está recién comenzando a explorarse y el número de experimentos realizados es aún muy pequeño y podría haber resultados novedosos en un período corto de tiempo.

## 6. Resumen

En esta contribución se trataron de resumir los grandes avances ocurridos en el área de polarización (sub)milimétrica de discos protoplanetarios en los últimos años. Desde la llegada del observatorio *ALMA* se ha observado que la distribución espacial de los vectores de polarización muestra distintos patrones en distintas fuentes, pero también distintos patrones en función de la longitud de onda de observación.

A longitudes de onda menores que 1 mm, típicamente se observan patrones lineales y uniformes de vectores orientados de forma paralela al eje menor de los discos. Estos patrones se han identificado con efectos de autodispersión en el polvo de los discos. La autodispersión permite la medición independiente del tamaño de los granos de polvo en discos. Los tamaños obtenidos por medio de esta técnica son un orden de magnitud menores a los obtenidos con el análisis del índice espectral. La solución más prometedora residiría en posibles efectos de opacidad. Por otra parte, el efecto de la autodispersión en discos gruesos puede usarse para obtener información acerca de su geometría tridimensional.

A longitudes de onda mayores que 1 mm, los vectores de polarización en los discos muestran típicamente patrones azimutales. Se han propuesto diversos mecanismos de alineamiento de granos (magnético, radiativo, mecánico), con estudios acerca de la microfísica de los granos de polvo (forma, porosidad, composición, cinemática, propiedades ópticas,...). Los modelos fenomenológicos usando ensambles de granos alargados y prolatos parecen reproducir las características de las observaciones a estas longitudes de onda. Además, los modelos

que incluyen dispersión y alineamiento de granos alargados, más efectos de opacidad, son capaces de reproducir la transición en la morfología de la polarización entre longitudes de onda largas (azimutal) y cortas (lineal y uniforme).

Por último, la vía más clara para obtener información del campo magnético en discos protoplanetarios vendría del análisis de la polarización en líneas moleculares. Por el momento sólo se han reportado detecciones marginales y/o cotas superiores al campo en experimentos de *efecto Zeeman*.

*Agradecimientos:* Agradezco el entusiasmo y la enorme ayuda que me han dado las discusiones acerca de polarización del grupo encabezado por el Dr. Haifeng Yang, en el que conversamos con Ian Stephens, Zhi-Yun Li, Leslie Looney, Daniel Lin y Rachel Harrison.

## Referencias

- Alves F.O., et al., 2018, *A&A*, 616, A56  
 Andersson B.G., Lazarian A., Vaillancourt J.E., 2015, *ARA&A*, 53, 501  
 Bacciotti F., et al., 2018, *ApJL*, 865, L12  
 Balbus S.A., Hawley J.F., 1998, *Rev. Mod. Phys.*, 70, 1  
 Blandford R.D., Payne D.G., 1982, *MNRAS*, 199, 883  
 Dent W.R.F., et al., 2019, *MNRAS*, 482, L29  
 Donati J.F., et al., 2005, *Nature*, 438, 466  
 Fernández-López M., et al., 2016, *ApJ*, 832, 200  
 Girart J.M., et al., 2018, *ApJL*, 856, L27  
 Gold T., 1952, *Nature*, 169, 322  
 Guillet V., et al., 2020, *A&A*, 634, L15  
 Harris R.J., et al., 2018, *ApJ*, 861, 91  
 Harrison R.E., et al., 2019, *ApJL*, 877, L2  
 Harrison R.E., et al., 2021, *ApJ*, 908, 141  
 Hashimoto J., et al., 2011, *ApJL*, 729, L17  
 Hughes A.M., et al., 2009, *ApJ*, 704, 1204  
 Hughes A.M., et al., 2013, *AJ*, 145, 115  
 Hull C.L.H., et al., 2018, *ApJ*, 860, 82  
 Johns-Krull C.M., 2007, *ApJ*, 664, 975  
 Kataoka A., Okuzumi S., Tazaki R., 2019, *ApJL*, 874, L6  
 Kataoka A., et al., 2015, *ApJ*, 809, 78  
 Kataoka A., et al., 2016, *ApJL*, 831, L12  
 Kataoka A., et al., 2017, *ApJL*, 844, L5  
 Konigl A., Pudritz R.E., 2000, V. Mannings, A.P. Boss, S.S. Russell (Eds.), *Protostars and Planets IV*, 759  
 Lankhaar B., Vlemmings W., Bjerkeli P., 2022, *A&A*, 657, A106  
 Lee C.F., et al., 2018, *ApJ*, 854, 56  
 Lin Z.Y.D., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2112.10998  
 Mori T., Kataoka A., 2021, *ApJ*, 908, 153  
 Ohashi S., et al., 2018, *ApJ*, 864, 81  
 Ohashi S., et al., 2020, *ApJ*, 900, 81  
 Planck Collaboration, et al., 2016, *A&A*, 594, A24  
 Planck Collaboration, et al., 2020, *A&A*, 641, A12  
 Rao R., et al., 2014, *ApJL*, 780, L6  
 Sadavoy S.I., et al., 2018, *ApJ*, 869, 115  
 Sadavoy S.I., et al., 2019, *ApJS*, 245, 2  
 Segura-Cox D.M., et al., 2015, *ApJL*, 798, L2  
 Stephens I.W., et al., 2014, *Nature*, 514, 597  
 Stephens I.W., et al., 2017, *ApJ*, 851, 55  
 Stephens I.W., et al., 2020, *ApJ*, 901, 71  
 Takahashi S., et al., 2019, *ApJ*, 872, 70  
 Tazaki R., Lazarian A., Nomura H., 2017, *ApJ*, 839, 56  
 Tazzari M., Lodato G., 2015, *MNRAS*, 449, 1118  
 Tazzari M., et al., 2021, *MNRAS*, 506, 5117

Teague R., et al., 2021, ApJ, 922, 139  
Vlemmings W.H.T., et al., 2019, A&A, 624, L7  
Yang H., et al., 2016, MNRAS, 456, 2794

Yang H., et al., 2017, MNRAS, 472, 373  
Yang H., et al., 2019, MNRAS, 483, 2371



# Correlaciones entre la morfología de nebulosas planetarias y el tipo espectral de sus estrellas centrales

A. Mudrik<sup>1,2</sup> & W.A. Weidmann<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Centro de Interpretación Científica Plaza Cielo Tierra, UNC y Gob. de la Prov. de Córdoba, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / armudrik@unc.edu.ar

**Resumen** / Los mecanismos por los cuales una estrella ordinaria da lugar a una nebulosa planetaria (NP) aún no están comprendidos. El hecho de que las estrellas centrales de las NP presenten atmósferas tanto ricas como pobres en hidrógeno, también es una incógnita. Pero ciertamente los mecanismos que detonan la pérdida de masa están relacionados a la abundancia de hidrógeno de la estrella remanente. Por otra parte, la morfología que muestran las NP necesariamente está relacionada con el mecanismo de pérdida de masa. Hemos encontrado que la abundancia de hidrógeno en la atmósfera de las estrellas centrales de NP no correlaciona con la morfología de la NP. También mostramos que para diferentes estados evolutivos de las ECPN se observa una distribución similar de morfologías, por lo que se sugiere que la morfología no cambia con la edad de la NP. Finalmente presentamos evidencia que sugiere que la binaridad de núcleo no correlaciona con las NP de morfología bipolar.

**Abstract** / The mechanisms by which an ordinary star gives rise to a planetary nebula (PN) remain uncertain. The reason why central stars of PNe have both hydrogen-rich and hydrogen-poor atmospheres is also unknown. Certainly the mechanisms that trigger mass loss are related to the hydrogen abundance of the remnant star. On the other hand, the morphology displayed by PNe is necessarily related to the mass-loss mechanism. We have found that the hydrogen abundance in the central stars of PNe atmosphere does not correlate with PN morphology. We also show that a similar distribution of morphologies is observed for different evolutionary stages of CSPNe, suggesting that morphology does not change with PN age. Finally we present evidence suggesting that binary cores do not correlate with NPe of bipolar morphology.

**Keywords** / planetary nebulae: general — stars: evolution — stars: Population III

## 1. Introducción

Los mecanismos por los cuales una estrella evolucionada de masa ordinaria ( $0.8-5 M_{\odot}$ ) se desprende de sus capas externas para dar lugar a una nebulosa planetaria (NP), son aún tema de discusión. Una hipótesis que ha cobrado fuerza en los últimos tiempos es que se necesita un sistema binario (o un planeta masivo) para conseguir una NP (Douchin et al., 2013). Sin embargo el 50% de las estrellas centrales de NP (ECNP) galácticas conocidas (y para las que se les conocen sus parámetros  $\log g$ ,  $T_{eff}$  y Luminosity) se ajustan perfectamente a los tracks evolutivos para una estrella aislada (Weidmann et al., 2020). Ciertamente la morfología resultante que adopta una NP está íntimamente ligada a los mecanismos de pérdida de masa de la progenitora. Por otro lado, si bien las ECNP presentan una gran variedad de tipos espectrales, pueden subdividirse en aquellas cuyas atmósferas son ricas en hidrógeno, *H-rich*, y aquellas que no, *H-poor* (Weidmann & Gamen, 2011). Esta característica de las ECNP también está estrechamente ligada a los mecanismos de pérdida de masa de la progenitora. Para el caso de las *H-rich* la pérdida de masa se explica con el modelo clásico de Iben (1991). En tanto que para las *H-poor* se requiere un episodio de *born-again* (Danekhar, 2014).

En este sentido, el cuestionarse si existe una correlación entre estas dos propiedades de las NP es una pregunta válida, por lo que en este trabajo particularmente se analizará la posible correlación entre la morfología de las NP y la abundancia de hidrógeno en las atmósferas de las ECNP.

## 2. Nebulosas Planetarias y morfología

Cuando se pretende estudiar un objeto extenso seguramente lo primero que se analiza es su imagen. En el caso de las NP, como se cuenta con una gran cantidad de objetos, la implementación de una clasificación morfológica es (y fue) algo natural. Desafortunadamente no existe un único sistema de clasificación morfológica, ni un estudio que presente un panorama completo o unificado. Más aún, en varios objetos no hay un consenso sobre la morfología; siendo este el caso, por ejemplo, de IC 418. Este objeto muestra una indiscutida forma circular, pero se especula con que en realidad es una nebulosa bipolar que se encuentra alineada con la dirección de la visual (Pascoli, 1990).

Ante este panorama, para este estudio decidimos utilizar un esquema de clasificación simple (basado en el Catálogo de Manchado et al., 1996) el cual discrimina entre: E, Elíptica; R, Redonda; B, Bipolar; I, Irregular;

A, Asimétrica; S, casi-Estelar.

### 3. Desarrollo y Resultados

#### 3.1. La muestra

La muestra de objetos que usamos se desprende del catálogo más actual de tipos espectrales para ECNP (Weidmann et al., 2020, de aquí en adelante CW2020) Este catálogo incluye 620 NP, aproximadamente el 20 % de todas las NP conocidas de nuestra Galaxia. Para cada uno de estos objetos buscamos la clasificación morfológica en la literatura, desde 1980 hasta el presente y recopilamos las dos clasificaciones más actuales. También recopilamos de la literatura el tamaño angular quedándonos con los dos reportes más actuales. Asimismo, los criterios seguidos para el armado de la muestra final fueron:

- No considerar aquellos objetos del CW2020 que se sospecha que no son NP.
- Descartar las NP del CW2020 con tipo espectral ambiguo: *blue*, *born-again*, continuo, estrella de carbón, *emission-line*, híbridas, no-[WC], pre-WD, SySt, VL, WD, *wels*, líneas de absorción, tipos espectrales tardíos.
- Eliminar del CW2020 los objetos que se conocen que tienen núcleos binarios.
- Rechazar los objetos de tamaño angular inferior a 4", ya que en objetos angularmente pequeños es más difícil tener precisión sobre su morfología.
- En nueve objetos del CW2020 no se encontró una clasificación morfológica, por lo que fueron descartados para la muestra.
- Por otra parte, hay diez objetos con una clasificación morfológica ambigua, por lo que también fueron rechazados.

De este modo, la muestra final queda compuesta por 147 ECNP ricas en hidrógeno y 110 pobres en hidrógeno (ver Tabla 1). La muestra de ECNP ricas en hidrógeno contiene los tipos espectrales B[e], DA, DAO, hgO(H), H-rich, O, O(H), Of, Of-WR(H), sdO, WD(H). En tanto que la muestra de ECNP pobres en hidrógeno incluyen los tipos H-poor: [WC], [WO], DO, H-poor, O(c), O(He), PG1159, [WN].

Por otra parte seleccionamos del catálogo CW2020 una muestra de 106 objetos con núcleo binario y con clasificación morfológica.

Tabla 1: Detalle de la muestra.

Tipo espectral	Objetos	Tipo espectral	Objetos
H-rich		H-poor	
O + B	96	[WC]	45
DA+DAO+WD(H)	25	[WO]	35
hgO(H)	10	PG 1159	13
H-rich	9	[WN]	6
sdO	3	[WR] <sup>1</sup>	6
B[e]	2	O(He)	4
Of-WR(H)	2	[WC]-PG 1159	1

<sup>1</sup> Son estrellas *Wolf-Rayet* para las que aun no se le conoce el subtipo.

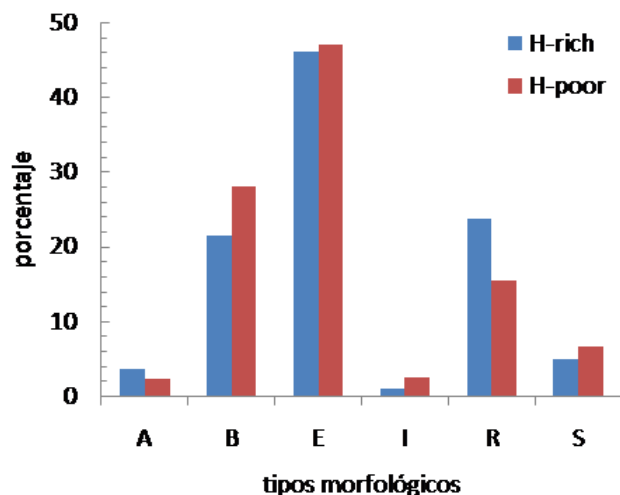


Figura 1: Distribución de los tipos morfológicos en NP con núcleos H-rich y H-poor.

#### 3.2. Abundancia de hidrógeno atmosférico y morfología

El resultado del análisis estadístico de la posible correlación entre estas propiedades se muestra en la Fig. 1. Del histograma se desprende la no evidencia de correlación entre la abundancia de H y la morfología de la NP. En consecuencia esto implicaría que, los mecanismos que determinan si una estrella es H-rich o H-poor, no son los mismos que hacen que una NP adopte determinada morfología.

#### 3.3. Estado evolutivo vs. morfología

Para el caso de las H-poor separamos las [WC] (ECNP H-poor frías) y por otro lado las [WO] más las PG1159 (ECNP H-poor calientes). Las primeras evolucionan hacia las segundas (ver Fig. 1 de CW2020). De igual manera, para las H-rich separamos las calientes (DAO, DA, hgO(H) y O3) y las frías (O4 a B1). Solo consideramos estos tipos espectrales ya que sabemos, de acuerdo al modelo clásico, cual es la secuencia evolutiva.

Las Fig. 2 y 3 ponen en evidencia que no existirá una correlación entre el estado evolutivo (tanto de las H-rich como de las H-poor) de las ECNP con la morfología. En este sentido, podemos especular con que la morfología de una NP no cambia en el tiempo de vida de una NP (a lo sumo 20000 años). Este resultado es coherente con lo observado por Decin et al. (2020) cuyas observaciones ponen en evidencia que el material eyectado por estrellas AGB ya muestra una variedad de morfologías.

#### 3.4. Multiplicidad vs. bipolaridad

Frecuentemente se asocia a las NP bipolares con la presencia de núcleos binarios (Soker, 1997). Sin embargo no existen en la literatura estudios sistemáticos que avalen esta hipótesis.

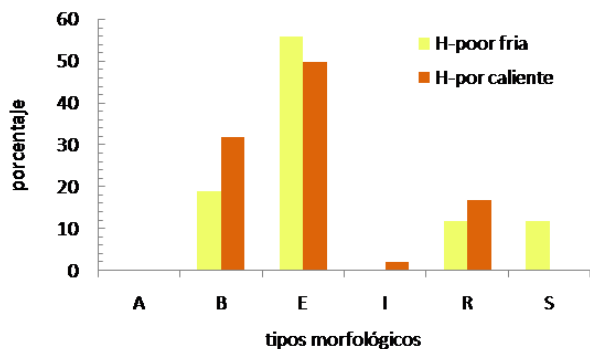


Figura 2: Distribución de NPs con núcleos *H-poor*, discriminando las frías (41 objetos) de las calientes (44 objetos).

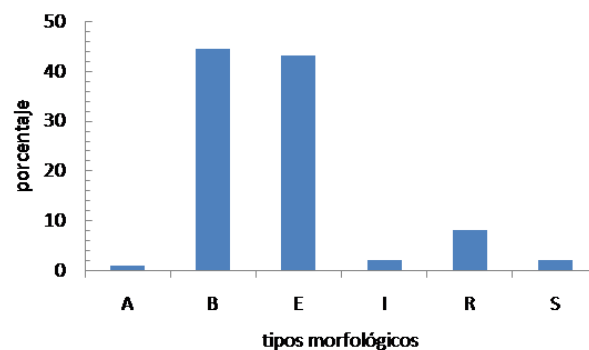


Figura 4: Distribución de la morfología de NPs con núcleo binario confirmado.

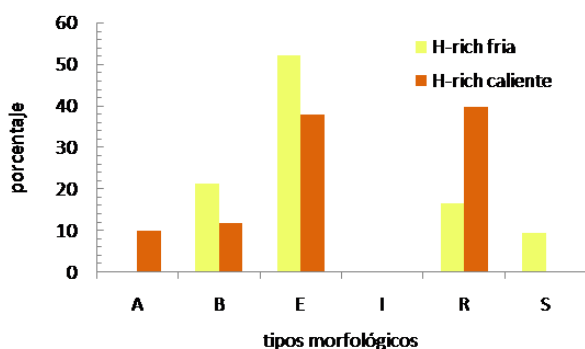


Figura 3: Distribución de NPs con núcleos *H-rich*, discriminando las frías (42 objetos) de las calientes (50 objetos).

En la Fig. 4 presentamos un gráfico de barras mostrando el porcentaje de objetos con núcleo binario para las diferentes morfologías. Se observa que las morfologías dominantes son la bipolar y la elíptica, evidenciándose que las NP con núcleos binarios no tendrían exclusivamente preferencia por morfologías bipolares.

Hay que tener en cuenta algunas consideraciones. Aunque se ve que no todos los núcleos binarios generan NP bipolares, casi la mitad si lo hacen. Es posible que el núcleo binario, aunque no sea decisivo, sea un factor importante en el origen de una estructura bipolar, en muchos casos. Asimismo, si un núcleo es binario, no necesariamente la NP tiene una simetría bipolar por lo que debe haber otros factores que también dan lugar a la misma. La segunda morfología dominante es la elíptica. Si bien es cierto que algunas NP clasificadas como elípticas sean en realidad NP bipolares que están orientadas en la dirección de la visual, no podemos afirmar que esto se cumpla en todos los casos. En este sentido lo mostrado en la Fig. 4 no se modificaría. Otro factor

a tener presente es que el hecho de que aquellas NP bipolares en las que no se detectó un núcleo binario, no quiere decir que no lo tenga.

#### 4. Conclusiones

El catálogo CW2020 brindó la posibilidad de estudiar algunas correlaciones que pueden arrojar luz sobre la evolución estelar. En este sentido hemos mostrado que la abundancia de hidrógeno en la atmósfera de las ECNP no correlaciona con la morfología de la NP. Es decir, que el mecanismo por el cual una ECNP se desprende de su atmósfera no condiciona la morfología de la NP. Por otro lado, tampoco hemos encontrado una evidencia sólida de que la morfología de una NP cambie con el tiempo. Y, finalmente hemos puesto en evidencia que el hecho de que se tenga una ECNP binaria no implica que la NP tenga preferencia por una morfología bipolar.

#### Referencias

- Danehkar A., 2014, *Evolution of Planetary Nebulae with WR-type Central Stars*, Ph.D. thesis, Macquarie University, Australia
- Decin L., et al., 2020, *Science*, 369, 1497
- Douchin D., et al., 2013, J. Krzesinski, G. Stachowski, P. Moskalik, K. Bajan (Eds.), *18th European White Dwarf Workshop., Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 469, 293
- Iben Icko J., 1991, *ApJS*, 76, 55
- Manchado A., et al., 1996, *The IAC morphological catalog of northern Galactic planetary nebulae (La Laguna, Spain: IAC Publications)*
- Pascoli G., 1990, *A&AS*, 83, 27
- Soker N., 1997, *ApJS*, 112, 487
- Weidmann W.A., Gamen R., 2011, *A&A*, 526, A6
- Weidmann W.A., et al., 2020, *A&A*, 640, A10

# Studying a hot molecular core embedded in a photodissociation region

N.C. Martínez<sup>1,2</sup>, M.B. Areal<sup>1</sup> & S. Paron<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

Contact / ncmarsan@gmail.com

**Resumen** / En el primer cuadrante de nuestra galaxia, en  $l = 33^{\circ}134$ ,  $b = -0^{\circ}091$ , aparece una extensa región de fotodisociación generada por un complejo de regiones HII. Asociado a esta región se encuentra gran cantidad de gas molecular con grumos en su interior. Embebido en uno de ellos, se localiza un núcleo molecular caliente conocido como G33.133-mm3. Utilizando datos del James Clerk Maxwell Telescope (resolución angular de  $\sim 15''$ ), se estudió el cociente de abundancia  $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  hacia el grumo molecular mencionado, y su relación con la radiación ultravioleta. Luego, en una escala espacial más pequeña, utilizando datos del Atacama Large Millimeter Array (resolución angular de  $0.7''$ ) se caracterizó al núcleo molecular G33.133-mm3, el cual posee un tamaño de  $\sim 2600$  ua y es un sitio propicio para la formación de estrellas. En particular, se mencionan algunos puntos sobre su química en base a la emisión del radical nitrilo (CN) y de las moléculas más complejas  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OCHO}$ , y  $\text{CH}_3\text{CCH}$ .

**Abstract** / At the first Galactic quadrant, at  $l = 33^{\circ}134$ ,  $b = -0^{\circ}091$ , an extended photodissociation region generated by an HII region complex lies. This region is related to abundant molecular gas, and particularly, a hot molecular core, known as G33.133-mm3, appears embedded in a molecular clump. Using data from the James Clerk Maxwell Telescope with an angular resolution of about  $15''$ , we studied the  $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  abundance ratio towards the mentioned molecular clump and its relation with the ultraviolet radiation. At smaller spatial scales, using data from the Atacama Large Millimeter Array (angular resolution about  $0.7''$ ), the hot molecular core G33.133-mm3, that has a size of about 2600 au, and is an appropriate site to form stars, was characterized. In particular, some points about its chemistry are mentioned based on the emission of the cyanide or nitrile radical (CN) and others more complex molecules, such as  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OCHO}$ , and  $\text{CH}_3\text{CCH}$ .

**Keywords** / ISM: clouds — HII regions — ISM: molecules — stars: formation

## 1. Introduction

Hot molecular cores (HMCs) are compact ( $\leq 0.1$  pc), dense ( $10^5 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ), and massive ( $\sim 100 M_{\odot}$ ) molecular structures related to the earliest phases of high-mass star formation (e.g. Beuther et al. 2007; Motte et al. 2018). HMCs are usually embedded in molecular clouds and filaments (Rathborne et al., 2006; Lu et al., 2018), which in turn can be related to photodissociation regions (PDRs), when complex of HII regions are in the vicinity. Additionally, HMCs are the richest reservoirs of complex organic molecules in the Galaxy, including key species for prebiotic processes (Beltrán & Rivilla, 2018).

## 2. Presentation of the studied HMC

The HMC G33.133-mm3, with a size of about 2600 au (Paron et al., 2021) is located at a distance of 4.5 kpc and it appears embedded in an extended PDR. G33.133-mm3 is part of a complex of at least four HMCs, suggesting that fragmentation processes of a molecular clump are on going in the region. Figure 1 displays the  $8 \mu\text{m}$  emission obtained from the GLIMPSE/*Spitzer* survey\*

\*<https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/GLIMPSE/>

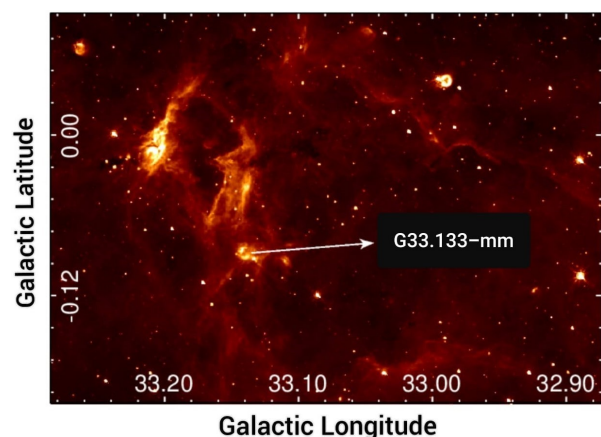


Figure 1:  $8 \mu\text{m}$  emission showing an extended photodissociation regions generated by a complex of HII regions. The position of the HMCs complex (G33.133-mm) is indicated.

showing the PDRs and the position where the HMCs are located (named G33.133-mm). Given to the location of the HMCs, it is interesting to study the  $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  abundance ratio, as done for instance by Areal et al. (2018) in many sources, because it gives us informa-

Table 1: Parameters from the CO isotopes emission at the region where G33.133-mm3 is embedded.

$T_{\text{ex}}$ (K)	$\tau^{13}$	$\tau^{18}$	$N^{13}$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$N^{18}$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$X^{13/18}$
14	0.7	0.3	$1.67 \times 10^{16}$	$0.43 \times 10^{16}$	3.8

tion about the relation between the UV radiation and the molecular gas at clump spatial scales. Additionally, we present a brief study regarding to the chemistry of G33.133-mm3 at core spatial scales.

### 3. Data

We used molecular data of the  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J=3-2$  emission obtained from the public surveys generated by the 15-m James Clerk Maxwell Telescope:  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  data was obtained from the COHRS survey (Dempsey et al., 2013), while the data of the other isotopes were extracted from the CHIMPS survey (Rigby et al., 2016). The angular resolution of the data from each survey is  $15''$  and  $14''$ , respectively. The higher angular resolution data were obtained from the ALMA Science Archive\*\*. We used data from the project 2015.1.01312.S, that was observed in the ALMA Cycle 3 in configurations C36-2 and C36-3 in the 12 m array, at Band 6. We used the calibrated data which passed the second level of Quality Assurance (QA2). The angular resolution of this data set is about  $0.7''$ , and the spectral resolution is 1.13 MHz.

### 4. Results

#### 4.1. The $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ abundance ratio

Figure 2 displays spectra of the CO isotopes obtained towards the molecular clump in which G33.133-mm3 is embedded. Given to the data beam size and considering the distance to the region, these spectra are probing molecular gas at a spatial scale of about 0.3 pc. By assuming local thermodynamic equilibrium (LTE), and following the typical formulae (see for instance Areal et al. 2018) we calculate the  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$  column densities ( $N^{13}$  and  $N^{18}$ ) at the position of G33.133-mm3 to obtain the  $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  abundance ratio ( $X^{13/18} = N^{13}/N^{18}$ ). The obtained results, including the excitation temperature ( $T_{\text{ex}}$ ) and the optical depths ( $\tau$ ) are presented in Table 1. The obtained  $X^{13/18}$  is compatible with values obtained at the borders of the densest regions within molecular clouds active in high-mass star formation (Paron et al., 2018). This ratio could be mapping the external gaseous layers of the dense clump in which G33.133-mm3 and others cores are embedded, where the ultraviolet radiation, responsible of the PDRs, is impinging.

#### 4.2. Complex molecules in G33.133-mm3

Figure 3 displays spectra of the complex molecules detected towards the HMC G33.133-mm3 from the ALMA

\*\*<http://almascience.eso.org/qa/>

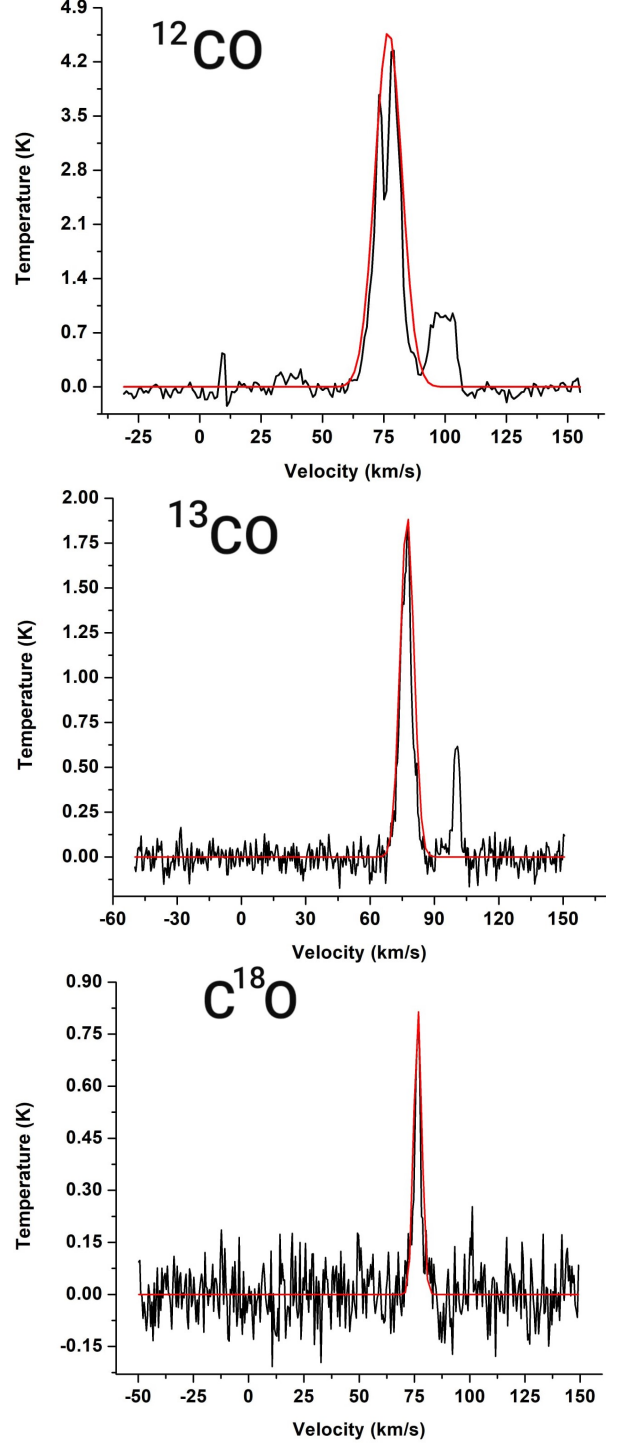


Figure 2: Spectra of the CO isotopes obtained at the region where G33.133-mm3 is embedded. The red curves are Gaussian fitting to the molecular component at  $v_{\text{LSR}} \sim 75 \text{ km s}^{-1}$ , the systemic velocity corresponding to the molecular clump in which the analyzed HMC is embedded. The obtained Gaussian parameters are not presented here for lack of space. In the case of the  $^{12}\text{CO}$ , its emission appears self-absorbed, thus it was fitted by a single Gaussian that completes the line.

data. These spectra are probing gas at a spatial scale of about 0.02 pc. After converting the observed frequency

to rest frequency, and following the NIST database<sup>\*\*\*</sup>, molecular species and their transitions were determined. They are indicated in the Figure 3.

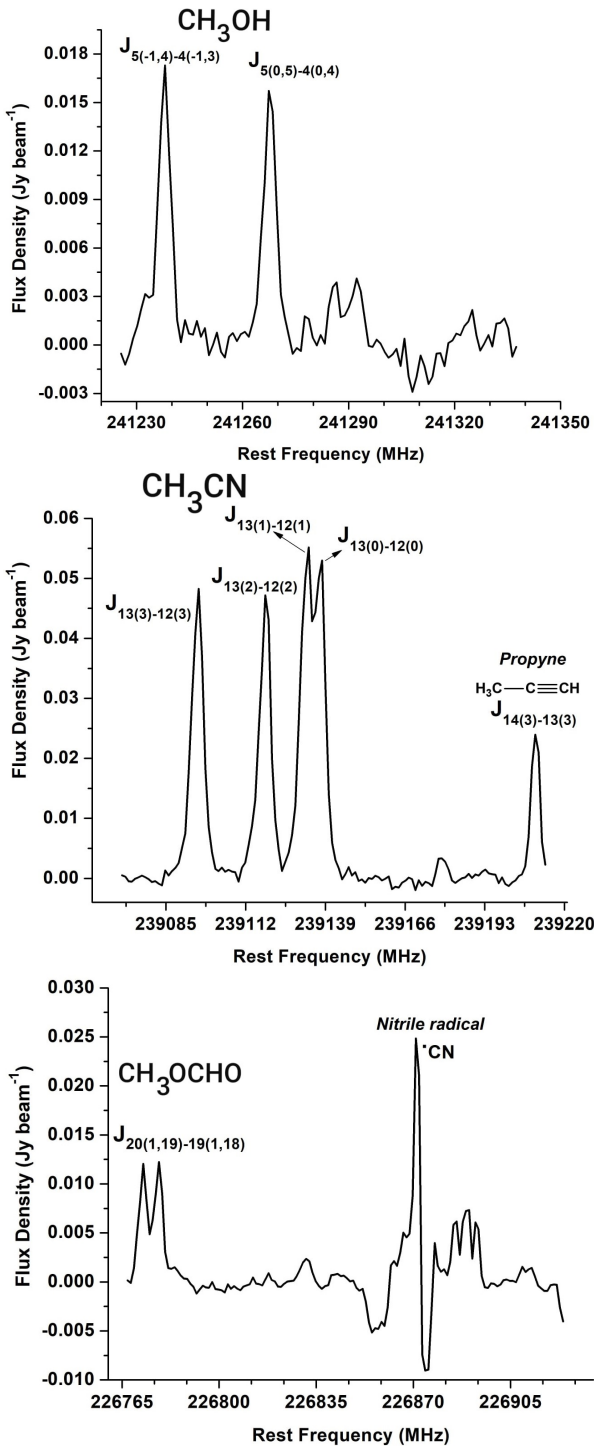


Figure 3: Spectra of the complex molecules detected towards G33.133-mm3.

From the ALMA data set, molecules such as methanol ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ), methyl formate ( $\text{CH}_3\text{OCHO}$ ), and

<sup>\*\*\*</sup><https://physics.nist.gov/cgi-bin/micro/table5/start.pl>

acetonitrile ( $\text{CH}_3\text{CN}$ ) were detected. Additionally, in the spectrum of  $\text{CH}_3\text{CN}$ , emission of propyne ( $\text{CH}_3\text{CCH}$ ) is also observed, while in the  $\text{CH}_3\text{OCHO}$  spectrum, it is also observed emission from the nitrile or cyanide radical ( $\text{CN}\cdot$ ). The emission of these molecular species confirms the presence of high density gas, which is in agreement with the  $X^{13/18}$  value discussed above. The observation of  $\text{CN}\cdot$  at G33.133-mm3 encouraged the analysis of this radical towards a sample of HMCs presented in Paron et al. (2021), in which it was concluded that the presence of  $\text{CN}\cdot$  seems to be ubiquitous along the different star formation stages.

It is known that  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OCHO}$ , and  $\text{CH}_3\text{OH}$  are well tracers of hot molecular cores/corinos (e.g. Areal et al. 2020; Molet et al. 2019; Beltrán & Rivilla 2018). These complex molecular species form in the dust grain surfaces, and when the temperature increases, they thermally desorb from the dust. Particularly, when the temperature of a molecular core reaches about 90 K,  $\text{CH}_3\text{OH}$  thermally desorbs from the grain mantles, and its gas-phase abundance is enhanced close to the protostars (Brown & Bolina, 2007). In the case of propyne, this molecular species is formed on the grain surface through successive hydrogenation of physisorbed  $\text{C}_3$  (Hickson et al., 2016), and it is an important molecule for large comparison studies of chemical diversity among star-forming regions (Taniguchi et al., 2018).

G33.133-mm3 is part of a large sample of HCMs whose chemistry and their relation with star-forming processes will be studied in future works by this group.

*Acknowledgements:* This work was partially supported by grants PICT 2015-1759 - ANPCYT, and PIP 2021 11220200100012 - CONICET. The authors, specially N.C.M., thank to the scientific committee of the Asociación Argentina de Astronomía (AAA) Annual Meeting for the mention given to the poster presented during the meeting. These results are part of the work done by N.C.M. during the 2021 summer AAA fellowship program.

## References

- Areal M.B., et al., 2018, *A&A*, 612, A117  
 Areal M.B., et al., 2020, *A&A*, 641, A104  
 Beltrán M.T., Rivilla V.M., 2018, E. Murphy (Ed.), *Science with a Next Generation Very Large Array*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 517, 249  
 Beuther H., et al., 2007, B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil (Eds.), *Protostars and Planets V*, 165  
 Brown W.A., Bolina A.S., 2007, *MNRAS*, 374, 1006  
 Dempsey J.T., Thomas H.S., Currie M.J., 2013, *ApJS*, 209, 8  
 Hickson K.M., Wakelam V., Loison J.C., 2016, *Molecular Astrophysics*, 3, 1  
 Lu X., et al., 2018, *ApJ*, 855, 9  
 Molet J., et al., 2019, *A&A*, 626, A132  
 Motte F., Bontemps S., Louvet F., 2018, *ARA&A*, 56, 41  
 Paron S., Areal M.B., Ortega M.E., 2018, *A&A*, 617, A14  
 Paron S., et al., 2021, *A&A*, 653, A77  
 Rathborne J.M., Jackson J.M., Simon R., 2006, *ApJ*, 641, 389  
 Rigby A.J., et al., 2016, *MNRAS*, 456, 2885  
 Taniguchi K., et al., 2018, *ApJ*, 866, 150





# A study of the Galactic HI supershell GS 121–05–037

L.A. Suad<sup>1</sup>, J.A. Molina Lera<sup>1</sup> & S. Cichowolski<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

Contact / lsuad@iafe.uba.ar

**Resumen** / GS 121–05–037 es una supercáscara galáctica ubicada en la parte exterior de la galaxia en  $(l, b) \sim (121.^\circ 3, -4.^\circ 8)$  a una distancia de  $3.2 \pm 1$  kpc del Sol. En este trabajo estimamos la energía cinética de la estructura para determinar su posible origen. Varias regiones H II catalogadas se ubican proyectadas sobre la supercáscara. Con con el objetivo de determinar si las regiones H II fueron originadas por la expansión de la supercáscara, desarrollamos un método para detectar las fuentes generadoras de las regiones H II y para determinar si están ubicadas a la misma distancia que la supercáscara. Para ello, utilizamos datos fotométricos y astrométricos de GAIA DR3 junto con fotometría 2MASS.

**Abstract** / GS 121–05–037 is a Galactic supershell located in the outer part of the Galaxy at  $(l, b) \sim (121.^\circ 3, -4.^\circ 8)$  at a distance of  $3.2 \pm 1$  kpc from the Sun. In this work we estimated the kinetic energy of the feature to determine its possible origin. Several catalogued H II regions are located projected towards the supershell. With the aim of determining if the H II regions were triggered by the expansion of the supershell we developed a method to detect the generating sources of the H II regions and to determine if they are located at the same distance than the supershell. To this end, we made use of photometric and astrometric data from GAIA DR3 in conjunction with 2MASS photometry.

**Keywords** / galaxies: ISM — galaxies: kinematics and dynamics — stars: massive

## 1. Introduction

Galactic supershells (GS) are predominantly detected in the neutral hydrogen (H I) emission distribution, in a given radial velocity range, as huge shells or arc-like features of enhanced H I emission that surrounds regions of low H I emissivity, with dimensions ranging from tens to hundreds of parsecs, and even kiloparsecs.

The origin of these large structures is still a subject of debate. In a recent work, Suad et al. (2019) have calculated the kinetic energies of the structures catalogued in the *Galactic H I supershell candidates in the outer part of the Galaxy* (Suad et al., 2014), and obtained values between  $1 \times 10^{47}$  and  $3.4 \times 10^{51}$  erg. Considering an efficiency of 20% for the conversion of the mechanical stellar wind energy into the kinetic energy of the GSs, the energy values estimated by Suad et al. (2019) are in a range that could be reached by the action of either stellar winds and/or supernova explosions present in OB associations (Weaver et al., 1977).

The expansion of these large structures can lead to the generation of cool, dense high-column density conditions over large spatial scales which may become gravitationally unstable, generating regions where star formation could take place (Elmegreen, 2002). In this work we study the supershell identified as GS 121–05–037 by Suad et al. (2014) with the aim of analyzing its role in recent star-forming activity.

## 2. Data

H I data were retrieved from the HI4PI survey (HI4PI Collaboration et al., 2016), which has an angular reso-

lution of 16.2 arcmin.

Infrared (IR) data were obtained from the Improved Reprocessing of the IRAS Survey (IRIS) (Miville-Deschênes & Lagache, 2005). We also used the IR photometric information at the JHK bands from the Two Micron All Sky Survey (2MASS; Skrutskie et al. 2006) and the Gaia Early Data Release 3 (eDR3; Collaboration et al. 2020) photometric data at G, G BP, and G RP bands.

## 3. GS 121–05–037

GS 121–05–037 is a Galactic H I supershell first catalogued by Suad et al. (2014). It is located in the outer part of the Galaxy at  $(l, b) \sim (121.^\circ 3, -4.^\circ 8)$  at a distance of  $3.2 \pm 1$  kpc from the Sun (Suad et al., 2014). Figure 1 shows the H I emission distribution averaged in the velocity range from  $-36$  to  $-42$   $\text{km s}^{-1}$ , where GS 121–05–037 is clearly detected.

Following the procedure described by Suad et al. (2019), we have estimated the total gaseous mass ( $M_T$ ) of the supershell, and its kinetic energy ( $E_k$ ). Using the HI4PI data, we have obtained the parameters needed for the calculations, such as the velocity interval over which the structure is detected ( $\Delta v$ ), from which we derive the expansion velocity ( $v_{\text{exp}} = \Delta v/2$ ), and the mean brightness temperatures of the H I supershell and the background. Then, assuming solar abundances, we obtained  $M_T = (1.7 \pm 0.9) \times 10^5 M_\odot$  and  $E_k = (2.1 \pm 1.3) \times 10^{50}$  erg.

We have also estimated the dynamic age of the supershell, which is defined as  $t_{\text{dyn}} = R_{\text{eff}}/v_{\text{exp}}$ , where

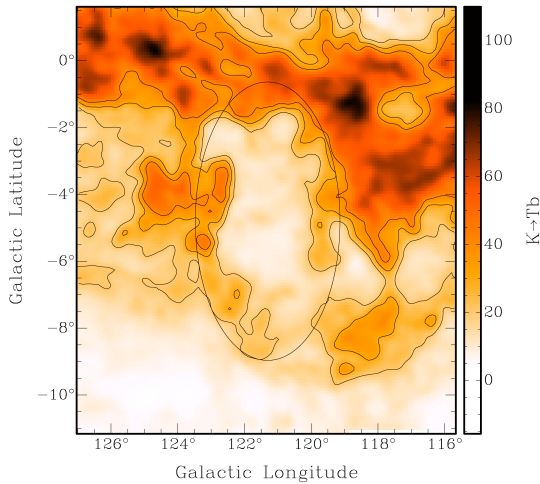


Figure 1: H I emission distribution of the region of GS 121–05–037 averaged in the velocity range from  $-36$  to  $-42$   $\text{km s}^{-1}$ . Contour levels are superimposed at 20, 30, and 40 K. The black ellipse delineates the location of the supershell.

$R_{\text{eff}} = \sqrt{ab}$ , being  $a$  and  $b$  the semi-axes of the fitted ellipse delineating the H I supershell (see Suad et al. (2014)). For GS 121–05–037 we inferred an effective radius of  $R_{\text{eff}} = 175 \pm 28$  pc and a dynamic age of  $t_{\text{dyn}} = 15.2 \pm 3.2$  Myr.

Figure 2 shows the IRIS  $60 \mu\text{m}$  emission distribution. An elliptical shell-like structure is also clearly seen at far-infrared wavelengths, showing a good morphological correlation with the emission at 21 cm. It is striking the presence of several high intensity regions seen projected onto GS 121–05–037. These regions (36 in total) are catalogued as H II regions in the WISE catalog of Galactic H II Regions (Anderson et al., 2014) and/or in the Sharpless catalogue (Sharpless, 1959) and are indicated in the Figure by asterisks and circles, respectively.

#### 4. H II regions

To analyse if the H II regions located onto GS 121–05–037 could be associated with the expanding shell we analyzed the stellar components of the 36 H II regions shown in Figure 2.

We focused primarily on the identification of massive stars, and massive star candidates, since they are responsible for the ionization. For each region, we first selected sources located at approximately the same distance as the shell, between 2.3 and 4.2 kpc. We found confirmed OB or B spectral type stars, classified with luminosity class V, associated with four H II regions. We used these stars to compute the  $E_{(B-V)}$  and calculated the corresponding spectroscopic distances. To establish massive star candidates, we applied photometric criteria using the 2MASS and Gaia eDR3 surveys, and the distances derived by Bailer-Jones et al. (2021). We constructed two-colour and colour–magnitude diagrams in the infrared and optic bands. We used the spectrophotometric values as benchmarks and slightly modified them to fit the main sequence (MS) curves to the stellar candi-

dates. As an example, Figure 3 shows the results of the analysis obtained for one of the H II regions, G119.473–00.916 (see Fig. 2). The sources situated between 2.3–4.2 kpc are shown in colours. The calibration for the MS is represented with a blue thick line. We selected sources within a range of the adopted  $E_{(B-V)}$  (thinner blue lines), taking into account high differential reddening and/or possible evolutive effects. Discarded sources using this last criteria are shown in green circles. Yellow small circles show potential low mass stars. O-type stars, with subtypes from 9 to 2, are shown in blue, while B-type stars are shown in red. From the analysis of all the 36 H II regions, we found OB star candidates located at the same distance as GS 121–05–037 in 12 of them.

Supershells behind shock fronts experience gravitational instabilities that may lead to the formation of high condensations inside the swept-up gas, and some of them may produce new stars. Observationally, several authors have suggested trigger star formation related to supershells, as for example Elmegreen (2002), Oey et al. (2005) and Cichowolski et al. (2009).

As mentioned above, 12 of the H II regions seen projected onto the H I supershell are located at the same distance than the structure. On the other hand, the stars responsible for maintaining the regions ionized were identified, indicating that the H II regions have ages lower than few Myr, while the estimated dynamic age of the supershell is an order of magnitude higher ( $\sim 15$  Myr). Taking into account the age difference together with the relative location of the H II regions and GS 121–05–37, we cannot discard that the stars associated with the H II regions could have been triggered by the expansion of the H I supershell. This evidence that supershells action and mechanical feedback are a triggering mechanism for star formation was already studied by several authors (e.g. Oey et al. (2005), Suad et al. (2016) Cichowolski et al. (2009)).

#### 5. Conclusions

GS 121–05–037 is a GS located in the outer part of the Galaxy at a distance of  $3.2 \pm 1$  kpc from the Sun. This structure is observed well defined in the H I emission distribution centered at  $(l, b) \sim (121.^\circ 3, -4.^\circ 8)$ , with an effective radius of  $R_{\text{eff}} = 175 \pm 28$  pc and a dynamic age of  $t_{\text{dyn}} = 15.2 \pm 3.2$  Myr. The estimated total mass of the gas is  $M_{\text{T}} = (1.7 \pm 0.9) \times 10^5 M_{\odot}$  and the kinetic energy is  $E_{\text{k}} = (2.1 \pm 1.3) \times 10^{50}$  erg. These values are within the averaged values found for hundred of structures by Suad et al. (2014) and Suad et al. (2019).

The presence of several H II regions seen projected onto the GS led to the study of their stellar content. We found that 12 of them are at the same distant that the H I structure, allowing us to conclude that their origin could be related to the expansion of GS 121–05–037.

*Acknowledgements:* This project was partially financed by CON-ICET grant PIP 112-201701-00604 and by PPID G005 (UNLP).

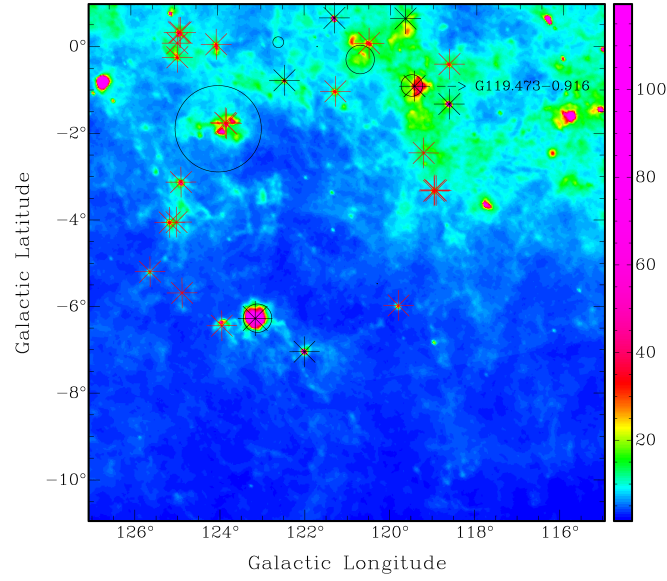


Figure 2: IRIS 60  $\mu\text{m}$  emission distribution in the region of GS 121-05-037. Black and red asterisks show the location of the H II regions belonging to the *WISE catalog of Galactic H II Regions*, with and without estimated distances, respectively. Black circles indicate the location of the Sharpless H II regions. The location of G119.473-00.916 is indicated by an arrow.

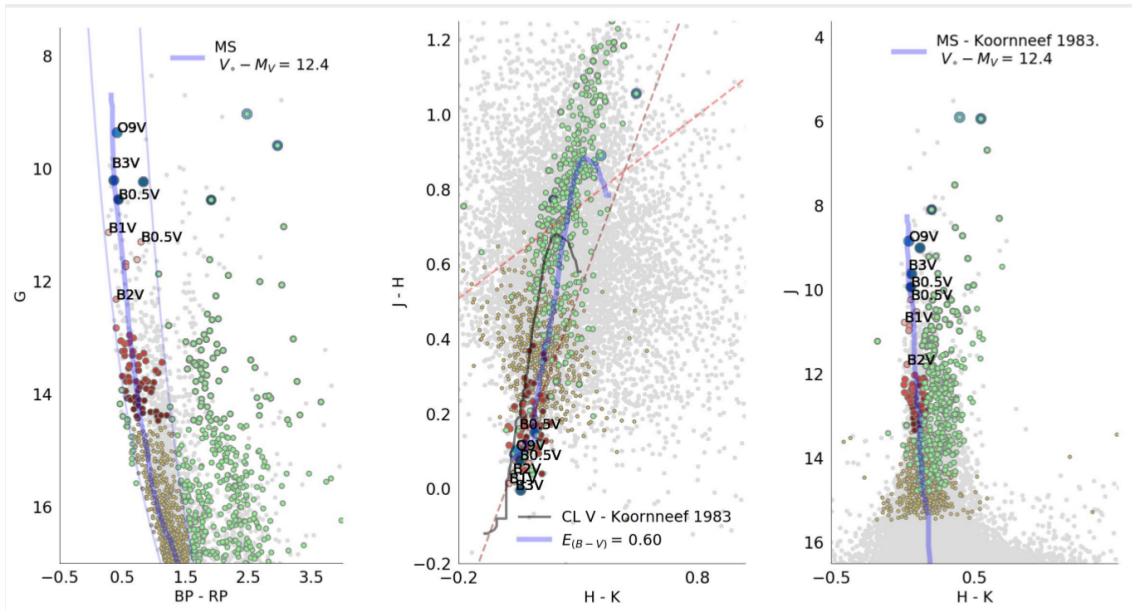


Figure 3: Gaia and 2MASS photometric diagrams of G119.437-00.916. Previously confirmed massive stars are tagged with their corresponding spectral types. Selected O and B massive star candidates are shown in blue and red, respectively.

## References

- Anderson L.D., et al., 2014, ApJS, 212, 1  
 Bailer-Jones C.A.L., et al., 2021, AJ, 161, 147  
 Cichowski S., et al., 2009, MNRAS, 394, 900  
 Collaboration G., et al., 2020, Gaia early data release 3: Summary of the contents and survey properties  
 Elmegreen B.G., 2002, D.P. Geisler, E.K. Grebel, D. Minniti (Eds.), *Extragalactic Star Clusters*, vol. 207, 390  
 HI4PI Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A116  
 Miville-Deschênes M.A., Lagache G., 2005, ApJS, 157, 302  
 Oey M.S., et al., 2005, AJ, 129, 393  
 Sharpless S., 1959, ApJS, 4, 257  
 Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163  
 Suad L.A., et al., 2014, A&A, 564, A116  
 Suad L.A., et al., 2016, A&A, 585, A154  
 Suad L.A., et al., 2019, A&A, 624, A43  
 Weaver R., et al., 1977, ApJ, 218, 377



# Study of the fragmentation of high mass molecular clumps

A.D. Marinelli<sup>1</sup>, N. Isequilla<sup>1</sup>, M.E. Ortega<sup>1</sup> & S. Paron<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

Contact / amarinelli@iafe.uba.ar

**Resumen** / Las estrellas con masas superiores a las  $8 M_{\odot}$  se forman en grumos moleculares de alta masa. Eventualmente, dichos grumos colapsan gravitacionalmente y se fragmentan, dando lugar a múltiples núcleos moleculares. El número de núcleos y su distribución de masa dependen del proceso que regula dicha fragmentación. Estudios recientes de grumos de alta masa en etapas preestelares han revelado diferentes distribuciones de masa para estos fragmentos. Una cuestión importante en este tipo de estudios es establecer qué proporción de estos núcleos es suficientemente masivo como para dar lugar a la formación de estrellas de alta masa. Se presenta un estudio preliminar de dos grumos moleculares de alta masa con evidencia de fragmentación, a partir de observaciones obtenidas de la base de datos del Atacama Large Millimeter Array (ALMA) en la Banda 6, de la emisión del continuo a 239 GHz y de la línea  $J = 13 - 12$  del  $\text{CH}_3\text{CN}$ .

**Abstract** / Stars with masses greater than  $8 M_{\odot}$  form in high-mass molecular clumps. Eventually, these clumps gravitationally collapse and fragment, giving rise to multiple molecular cores. The number of cores and their mass distribution depend on the process that regulates this fragmentation. Recent studies of high-mass clumps in pre-stellar stages have revealed different mass distributions for these fragments. An important question in this type of study is to establish what proportion of these cores have enough mass to give rise to the formation of high-mass stars. A preliminary study of two high-mass molecular clumps with evidence of fragmentation is presented, based on observations obtained from the Atacama Large Millimeter Array (ALMA) database in Band 6, of the 239 GHz continuum emission and the line  $J = 13 - 12$  of the  $\text{CH}_3\text{CN}$ .

*Keywords* / stars: formation — ISM: clouds — ISM: molecules

## 1. Introduction

The study of the formation of high-mass stars ( $\geq 8 M_{\odot}$ ) is still an open question in modern astrophysics. However, it is well known that these stars born inside massive molecular clumps. These clumps gravitationally collapse and fragment, giving rise to multiple molecular cores. The number of cores and their mass distribution depend on the process that regulates this fragmentation, which is still a matter of vigorous discussion and debate (Moscadelli et al., 2021; Palau et al., 2018). Regarding the mass distribution of such molecular fragments, recent studies (Neupane et al., 2020; Csengeri et al., 2017) reported limited fragmentation (very few cores and with Jeans masses well above the solar mass) in massive clumps.

Recently, Ortega et al. (2021) studied the fragmentation of the massive molecular clump AGAL G035.1330–00.7450, which was included in the Csengeri et al. (2017) sample, using Band 6 ALMA data with a significantly improved angular resolution ( $\sim 0.7''$ ). Ortega et al. (2021) reported the presence of four molecular cores with masses between 3 and  $13 M_{\odot}$  instead of two cores with masses of 36 and  $8 M_{\odot}$  as the other authors had previously found. Thus, as Kainulainen et al. (2013) pointed out it is still not clear whether the observation of limited fragmentation has a physical origin or is due to an observational issue.

In this work, we present a preliminary study of the fragmentation status of two infrared-quiet massive

clumps using high angular resolution and high sensitivity ALMA data. It is important to remark that the  $\text{CH}_3\text{CN}$  molecule is a good temperature tracer of hot molecular cores, which is a crucial parameter to carry out reliable mass estimates (Remijan et al., 2004).

## 2. Data

Data cubes were obtained from the ALMA Science Archive. We used data from the project 2015.1.01312. The observed frequency range and spectral resolution are: 224.24 - 242.75 GHz (4 spw in Band 6) and 1.3 MHz, respectively. The telescope configuration Min/Max Baseline(m) was 15/460 in the 12 m array. The maximum recoverable scale is  $5.9''$ . It is important to remark that even though the data passed the QA2 quality level, which ensures a reliable calibration for science-ready data, the automatic pipeline imaging process may produce a clean image with some artifacts. Thus, we reprocessed the raw data using CASA 4.5.1 and 4.7.2 versions and the calibration pipeline scripts. The imcontsub task was used to subtract the continuum emission from the lines. The rms noise levels for the continuum at 239 GHz and for the  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J=13-12$  transition are about 1 and  $8 \text{ mJy beam}^{-1}$ , respectively. The angular resolution is about  $0.7''$ .

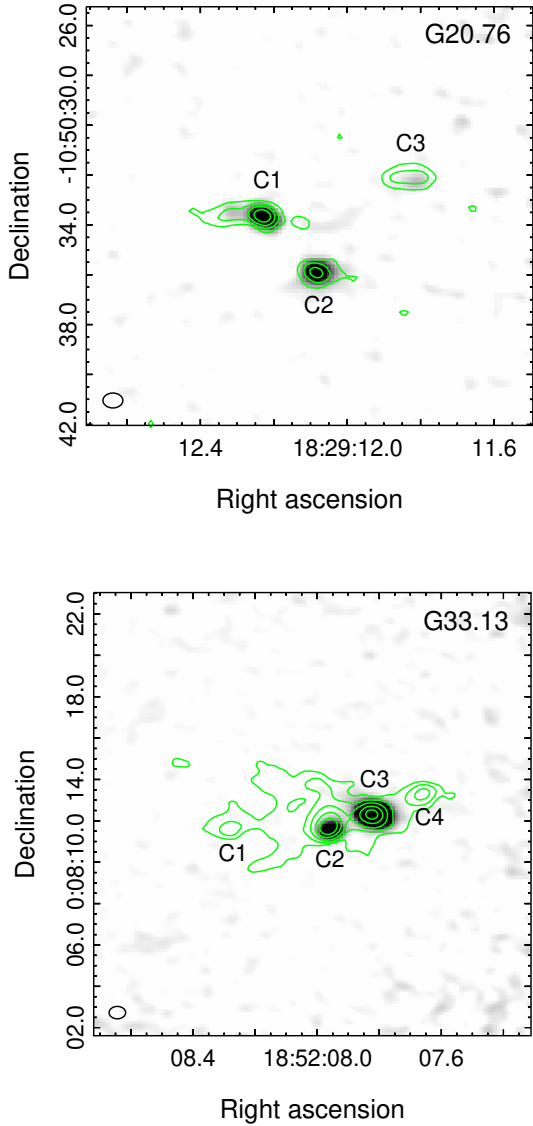


Figure 1: Integrated emission maps of  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J=13-12$  towards G20.76 (top) and G33.13 (bottom). The grayscale goes from 0.1 to 1  $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ . The green contours represent the continuum emission at 239 GHz. The levels are at 4, 8, 13, and 20  $\text{mJy beam}^{-1}$  and at 4, 10, 20, 60, and 90  $\text{mJy beam}^{-1}$  for G20.76 and G33.13, respectively. The beams are indicated in the bottom left corner of each image. The average size of the cores is about 0.02 pc.

### 3. Results

Figure 1 shows the integrated emission maps of the  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J=13-12$  line ( $K=0,1$  projections) towards the massive clumps AGAL G020.761–00.062 (hereafter G20.76) and AGAL G033.133–00.092 (hereafter G33.13) located at the kinematic distances of about 3.9 and 4.5 kpc, respectively. The green contours represent the dust continuum emission at 239 GHz. It can be noticed that the massive clumps G20.76 and G33.13 exhibit fragmentation with at least three and four dust

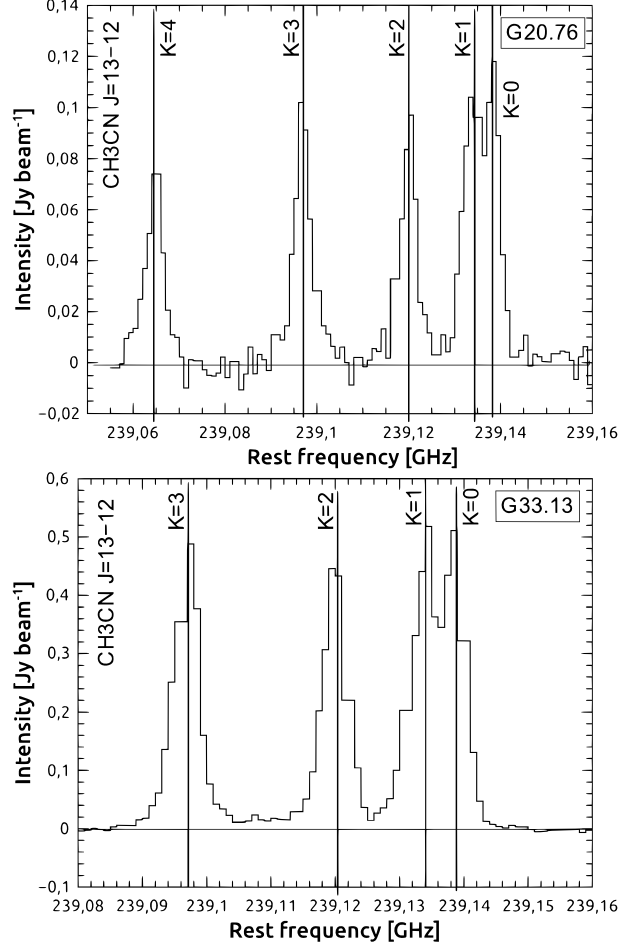


Figure 2:  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J=13-12$  spectra towards the dust cores C1 of G20.76 (top) and C3 of G33.13 (bottom). The vertical blue lines indicate the rest frequency of each  $K$ -projection.

cores, respectively.

Figure 1 also shows that in the clump G20.76 the  $\text{CH}_3\text{CN}$  emission is concentrated towards the position of the cores C1 and C2, while in the clump G33.13 the molecular emission positionally coincides with the cores C2 and C3.

Figure 2 shows the  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J=13-12$  spectra of the cores C1 in G20.76 (top) and C3 in G33.13 (bottom), which are the most conspicuous cores of each clump. The emission of this symmetric-top molecule is useful to probe temperatures and densities of hot molecular cores/corinos (Remijan et al. (2004)). Therefore, using the rotational diagram analysis (see Goldsmith & Langer, 1999, and references therein), and assuming LTE conditions, optically thin lines, and a beam filling factor equal to the unity, we estimate the rotational temperature ( $T_{rot}$ ) and the  $\text{CH}_3\text{CN}$  column density of the cores C1 in G20.76 and C3 in G33.13. This analysis is based on a derivation of the Boltzmann equation

$$\ln\left(\frac{N_u}{g_u}\right) = \ln\left(\frac{N_{tot}}{Q_{rot}}\right) - \frac{E_u}{kT_{rot}}, \quad (1)$$

where  $N_u$  represents the molecular column density of the upper level of the transition,  $g_u$  the total degeneracy of the upper level,  $E_u$  the energy of the upper level,

$N_{tot}$  the total column density of the molecule,  $Q_{rot}$  the rotational partition function, and  $k$  the Boltzmann constant.

Following Miao et al. (1995), for interferometric observations, the left-hand side of Eq. 1 can also be estimated by,

$$\ln\left(\frac{N_u^{obs}}{g_u}\right) = \ln\left(\frac{2.04 \times 10^{20} W}{\theta_a \theta_b g_k g_l \nu_0^3 S_{ul} \mu_0^2}\right), \quad (2)$$

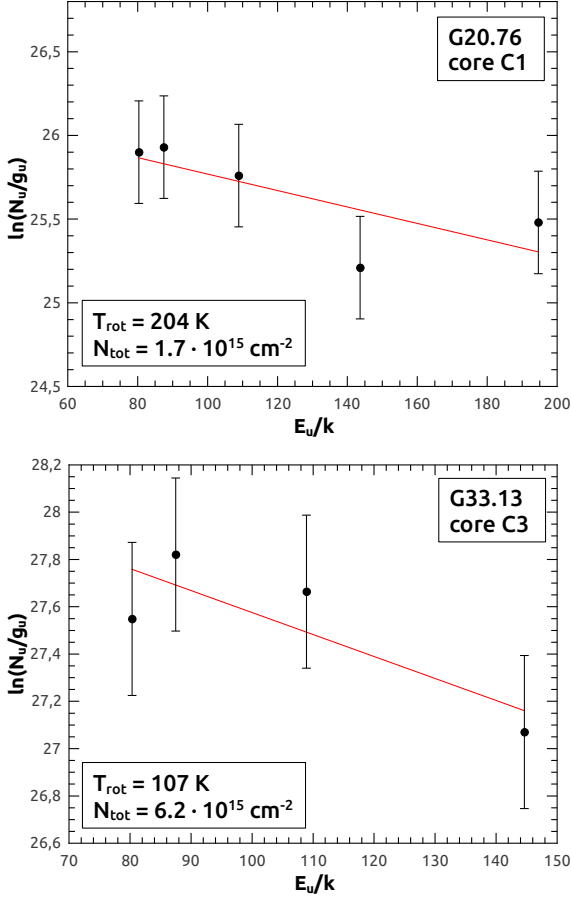


Figure 3: Rotational diagrams for several K-projections of CH<sub>3</sub>CN J=13–12 line towards the dust cores C1 (G20.76) and C3 (G33.13). The rotational temperature and the total CH<sub>3</sub>CN column density for each core are indicated.

where  $N_u^{obs}$  (in  $\text{cm}^{-2}$ ) is the observed column density of the molecule under the conditions mentioned above,  $\theta_a$  and  $\theta_b$  (in arcsec) are the major and minor axes of the clean beam, respectively,  $W$  (in  $\text{Jy beam}^{-1} \text{ kms}^{-1}$ ) is the integrated intensity of each K-projection,  $g_k$  is the K-ladder degeneracy,  $g_l$  is the degeneracy due to the nuclear spin,  $\nu_0$  (in GHz) is the rest frequency of the transition,  $S_{ul}$  is the line strength of the transition, and  $\mu_0$  (in Debye) is the permanent dipole moment of the molecule. The free parameters, ( $N_{tot}/Q_{rot}$ ) and  $T_{rot}$  were determined by a linear fitting of Eq. 1 (see Figure 3).

We derive rotational temperatures of about 204 and 107 K for the cores C1 (G20.76) and C3 (G33.13), re-

spectively. Using the tabulated value for  $Q_{rot}$  at the corresponding temperature, extracted from the CDMS database\*, we obtain CH<sub>3</sub>CN column densities of about  $1.7 \times 10^{15}$  and  $6.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  for the cores C1 (G20.76) and C3 (G33.13), respectively.

The mass of gas for each core was estimated from the continuum emission at 239 GHz ( $\lambda \sim 1.3 \text{ mm}$ ) following Kauffmann et al. (2008). Using the rotational temperatures derived above for the cores C1 (G20.76) and C3 (G33.13), assuming LTE conditions ( $T_{rot} = T_{kin}$ ), and thermal coupling between dust and gas ( $T_{kin} = T_{dust}$ ), we derive masses of about 0.5 and 1.9  $M_{\odot}$  for the cores C1 (G20.76) and C3 (G33.13), respectively.

#### 4. Conclusions and future work

The infrared-quiet massive clumps G20.76 and G33.13 show evidence of fragmentation, harbouring at least three and four dust cores, respectively. We estimate masses of about 0.5 and 1.9  $M_{\odot}$  for the cores C1 (G20.76) and C3 (G33.13), respectively. Considering that it is well known that massive stars form in massive clumps, our preliminary results suggest that for high-mass stars to form in the cores C1 (G20.76) and C3 (G33.13), the mechanism of competitive accretion in which free material from the clump is accreted into the cores would be required.

This preliminary analysis is part of a more complete statistical study of the fragmentation processes taking place in massive clumps at early stages. The extended study is being carried out using high angular resolution and high sensitivity ALMA data towards a sample of more than 20 infrared-quiet massive clumps. The main goal is to characterize the mass distribution of the dust cores embedded in the massive clumps in order to study the limited fragmentation.

*Acknowledgements:* A.M. and N.I. are doctoral and postdoctoral fellows of CONICET, Argentina, respectively. M.O. and S.P. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET, Argentina. This work is based on the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA 2015.1.01312. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ.

#### References

- Csengeri T., et al., 2017, A&A, 600, L10
- Goldsmith P.F., Langer W.D., 1999, ApJ, 517, 209
- Kainulainen J., et al., 2013, A&A, 557, A120
- Kauffmann J., et al., 2008, A&A, 487, 993
- Miao Y., et al., 1995, ApJL, 445, L59
- Moscadelli L., et al., 2021, A&A, 647, A114
- Neupane S., et al., 2020, ApJ, 890, 76
- Ortega M.E., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2112.13735, Accepted for publication in A&A
- Palau A., et al., 2018, ApJ, 855, 24
- Remijan A., et al., 2004, ApJ, 606, 917

\*<https://cdms.astro.uni-koeln.de/cdms/portal/queryForm>

# Estimaciones de densidades y temperaturas electrónicas a partir de dos cocientes de líneas en el rango óptico

D.C. Merlo<sup>1</sup> & M.M. Moyano<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

Contacto / dmerlo@unc.edu.ar

**Resumen** / Tanto las densidades como las temperaturas electrónicas juegan un rol muy importante en las condiciones físicas que caracterizan principalmente a los objetos nebulares. Para su determinación, generalmente se obtiene la densidad electrónica  $N_e$  a partir de un valor prefijado de la temperatura electrónica  $T_e$ . En este trabajo utilizamos cálculos teóricos precisos de los cocientes de líneas [N II]5200/5198 y [S II]6717/6731 para estimar, simultáneamente,  $N_e$  y  $T_e$ . Este procedimiento mostró ser autoconsistente para  $1.25 \leq \log(N_e) \leq 4.0$  y  $0.5 \leq T_e \times 10^{-4} \text{ K} \leq 2.0$ , intervalos donde ambos cocientes muestran sensibilidad en estas variables. Finalmente, lo aplicamos en objetos que disponen de valores medidos de ambos cocientes de líneas, sugiriendo para los mismos nuevas estimaciones de  $N_e$  y  $T_e$ .

**Abstract** / Both electronic densities and temperatures play a very important role in the physical conditions which mainly characterize nebular objects. For its determination, the electronic density  $N_e$  is generally obtained from a predetermined value of the electronic temperature  $T_e$ . In this work, precise theoretical calculations of the intensity ratios [N II]5200/5198 and [S II]6717/6731 have been used in order to estimate  $N_e$  and  $T_e$  simultaneously. This procedure proved to be self-consistent for  $1.25 \leq \log(N_e) \leq 4.0$  and  $0.5 \leq T_e \times 10^{-4} \text{ K} \leq 2.0$ , intervals where both ratios show sensitivity in these variables. Finally, we applied it to objects with measured or estimated values of both intensity ratios, and new values of  $N_e$  and  $T_e$  were suggested.

**Keywords** / atomic data — atomic processes — ISM: lines and bands

## 1. Introducción

Seaton & Osterbrock (1957) establecieron que es posible determinar densidades electrónicas en nebulosas planetarias (NPs) a partir del cociente de líneas  $R = I(^2D_{3/2} \rightarrow ^4S) / I(^2D_{5/2} \rightarrow ^4S)$  en el estado  $2p^3[O II]$ , dado su sensibilidad al parámetro de densidad  $x = 10^{-2} N_e / T_e^{1/2}$ . Luego Seaton (1966) estimó  $N_e$  en NPs a partir del cociente [O II]3729/3726. Asimismo, Weedman (1968) sugiere utilizar otros dobletes sensibles a  $N_e$  tal como el cociente [S II]6717/6731 y, a partir de valores de probabilidades de transición propuestos por Czyzak & Krueger (1963), estableció expresiones analíticas en función de  $x$ . Posteriormente, Saraph & Seaton (1970) realizaron un estudio detallado de emisividades utilizando valores actualizados de datos atómicos en los iones  $2p^3$  ([O II]6717/6731) y  $3p^3$  ([S II]; [Cl III]; [Ar IV]; [K V]), presentando tablas con valores de  $R$  para  $T_e = 10^4 \text{ K}$ . Finalmente, con el objetivo de estimar  $N_e$  y  $T_e$  en nebulosas gaseosas y envolturas estelares a partir de cocientes de líneas, Czyzak et al. (1986) realizaron cálculos mecánico-cuánticos de funciones de onda atómicas, presentando gráficos de los siguientes cocientes de líneas:

- [N II] 5200/5198 vs.  $\log N_e$  (ver Fig. 1a);
- [N II]  $\log(I(2140+2144)/I(6548+6584))$  vs.  $\log(I(5755)/I(6548+6584))$ ;
- [N III] 1752.2/1749.7; 1754.0/1749.7 y 1748.7/1752.2 (UV);
- [N IV] 1486/1483 (UV);
- [O III]  $\log(I(1660+1666)/I(4959+5007))$  vs.  $\log(I(4363)/I(4959+5007))$ ;
- [O III]  $\log(I(2321+2332)/I(1660+1666))$  (UV);

- [Ne IV]  $\log(I(4724+4725)/I(2422+2425))$  vs.  $T_e$ ;
- [Si III]  $I(1892)/I(1884)$  vs.  $\log(N_e)$ ;
- [S II]  $I(6717)/I(6731^*)$  vs.  $T_e$  (ver Fig. 1b);
- [S II] aur/neb  $\log(I(4068+4076)/I(6717+6731^*))$  vs.  $\log(I(6717+6731^*))$ .

Los gráficos a, c, d, e, f y h están presentados en función de  $\log N_e$ , parametrizados en  $T_e$ ; en cambio, los gráficos b, e y j son biparamétricos tanto en  $T_e$  como en  $\log(N_e)$ ; mientras que los gráficos g e i están en función de  $T_e$ , parametrizados en  $\log(N_e)$ .

## 2. Motivación

En general, los trabajos consultados determinan  $N_e$  asumiendo valores prefijados de  $T_e$ . Por ejemplo, Annibali et al. (2010) estiman densidades electrónicas a partir de los cocientes [S II] 6717/6731 obtenidos de una muestra de 38 galaxias, con el objetivo de establecer consistencias en sus condiciones físicas para el estudio de los mecanismos de *shock* en el gas ionizado, asumiendo un valor de  $T_e=10000 \text{ K}$ . Por ello, teniendo en cuenta el comportamiento de [N II] 5200/5198 con la densidad electrónica (ver Fig. 1a) y de [S II] 6717/6731 con la temperatura electrónica (ver Fig. 1b), nos planteamos la posibilidad de poder determinar unívocamente ambas variables físicas a partir de estos cocientes de líneas.

\*Estos autores identifican con el valor 6730 Å a la línea en 6730.81 Å. Por razones de homogeneidad, le asignamos el valor 6731 Å en cada uno de los aportes tomados de ellos.

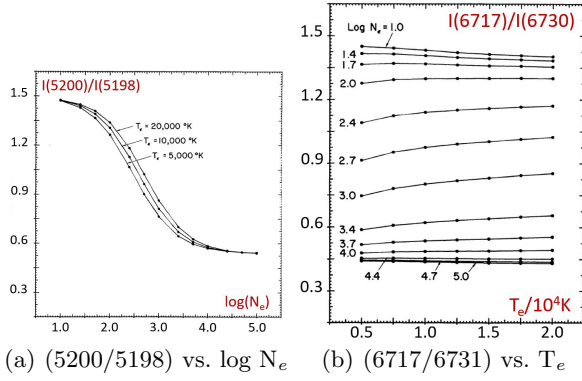


Figura 1: Cocientes de líneas: de [N I] en función de  $\log N_e$  para  $T_e = 5000$  K, 10000 K y 20000 K (a), y de [S II] en función de  $T_e$  para  $1 \leq \log N_e \leq 5$  (b). Figuras adaptadas de Czyzak et al. (1986) y reproducidas con permiso de la AAS.

### 3. Método

De aquí en adelante se denotará  $R \equiv [S II]6717/6731$  y  $R' \equiv [N I]5200/5198$ . Como hipótesis de trabajo se supuso que las líneas de emisión se forman en las mismas condiciones físicas de  $T_e$  y  $N_e$ . Si bien se trabajó principalmente en el rango  $T_e \in [0.5, 2.0] 10^4$  K y  $\log N_e \in [1.0, 5.0]$ , era de esperar que estos intervalos se vieran restringidos al momento de obtener valores unívocos de  $R$  y  $R'$ , de acuerdo al comportamiento que muestran las Figs. 1a y b, en particular el de  $R$  con la  $T_e$  para altas densidades electrónicas.

Primeramente, se digitalizaron los gráficos de las Figs. 1a y b mediante el programa SpecScan v1.3 \*\*, construyéndose una tabla de  $7 \times 13$  valores. Luego, se procedió a realizar ajustes para obtener aproximaciones analíticas. En este sentido, se propusieron varias expresiones y relaciones funcionales 2D y 3D, incluso partiendo de expresiones aproximadas dadas por Weedman (1968) y Menzel et al. (1941). En un primer momento, se obtuvieron ajustes  $R=R(T_e, \log N_e)$  y  $R'=R'(T_e, \log N_e)$ , pero como lo muestran las Figs. 2a y b, existen intervalos de rápida variación en  $\log N_e$  que afectaron a la precisión del método, con errores relativos hasta del 30%.

Se decidió, por lo tanto, aplicar un método interpolatorio a partir de los valores originales de Czyzak et al. (1986). Para ello se elaboró un código, cuyo diagrama de flujo se muestra en la Fig. 3. Básicamente, se parte de un valor de  $R'$  y se determina el rango de valores de  $\log N_e$  que le corresponde (ver Figs. 1a y b), y a partir de ellos se realiza un barrido bidimensional en el rango de  $T_e$  para determinar los valores que determinen mejor el otro valor de entrada  $R$ , minimizando diferencias.

### 4. Análisis

Como test de control de este método se utilizaron los  $7 \times 13$  pares  $(R, R')$  obtenidos de Czyzak et al. (1986) (ver Sección 3) y se verificaron que el procedimiento reprodujera los correspondientes valores de  $T_e$  y  $\log N_e$

\*\*SpecScan, 2002, C. Efstathiou, Univ. de Atenas, Grecia.

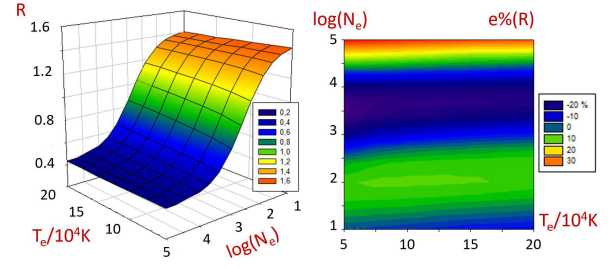


Figura 2: Gráficos del comportamiento funcional del mejor ajuste 3D de  $R=R(T_e, \log N_e)$  (a), que errores relativos de hasta el 30% (b). Un comportamiento similar presenta el ajuste 3D de  $R'$  y sus errores relativos.

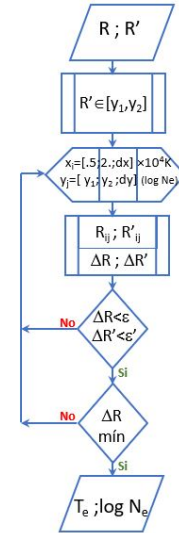


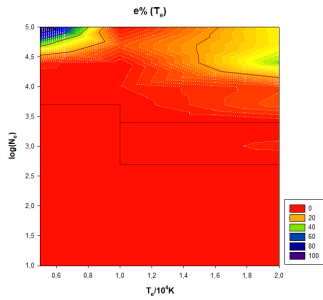
Figura 3: Diagrama de flujo del método.

del mismo. Para ello se adoptaron los pasos  $\delta=10^{-6}$  en  $\log N_e$ , para poder circunscribir la búsqueda en el menor intervalo posible en las cotas  $y_1$  y  $y_2$  del subdominio de trabajo,  $\Delta x=1$  K y  $\Delta y=10^{-3}$  dex, para el barrido interpolatorio 2D, con una tolerancia relativa de  $\epsilon_R = 10^{-3}$  y  $\epsilon_{R'} = 10^{-4}$ , porque según las Figs. 1a y b, las fluctuaciones con órdenes de magnitud menores no producirán variaciones significativas. Por ello se adoptó una solución de compromiso para establecer el máximo rango bidimensional posible de aplicación del método, resultando errores relativos menores al 1% en el rango  $1.25 \leq \log N_e \leq 4.0$  y  $0.5 \leq T_e \times 10^{-4} \text{ K} \leq 2.0$ , donde los cocientes de líneas muestran sensibilidad a estas condiciones físicas, lo que establece un rango de aplicación de  $0.45 < R < 1.425$ , como lo muestra la Fig. 1b. Las Figs. 4 muestran los errores relativos obtenidos.

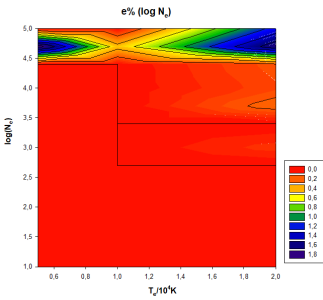


Objeto	Tipo	$R$	$R'$	$T_e$ [ $10^4\text{K}$ ]	$\log N_e$ [ $N_e$ ]=[ $\text{cm}^{-3}$ ]	$T_e$ (MM) [ $10^4\text{K}$ ]	$\log N_e$ (MM) [ $N_e$ ]=[ $\text{cm}^{-3}$ ]
NGC 7009	NP	0.56	0.82	<b>1.00</b>	<b>3.602</b>	1.994	3.091
NGC 6302	NP	0.49	0.79	<b>1.64</b>	<b>3.857</b>	2.000	3.161
NGC 6741	NP	<b>0.545</b>	<b>0.615</b>	<b>1.20</b>	<b>3.663</b>	<b>1.296</b>	<b>3.694</b>
NGC 6572	NP	0.49	0.73	<b>0.98</b>	<b>4.0</b>	1.994	3.091
IC 418	NP	0.44	0.61	<b>1.40</b>	<b>3.929</b>	1.977	3.812
IC 5117	NP	0.43	0.56	<b>1.18</b>	<b>4.531</b>	1.759	4.344
NGC 7027	NP	0.445	0.54	<b>1.10</b>	<b>4.477</b>	0.830	4.998
Orión	NP	0.551	0.594	<b>1.00</b>	<b>3.949</b>	0.752	3.765
NGC 1947	Gx	1.32	1.25	<b>1.00</b>	<b>1.978</b>	0.748	2.057

Tabla 1: Resultados obtenidos de la aplicación de este método. Ref.: NP (nebulosa planetaria); Gx (galaxia)



(a)  $\epsilon \%_{T_e}(T_e/10^4\text{K}, \log N_e)$



(b)  $\epsilon \%_{\log N_e}(T_e/10^4\text{K}, \log N_e)$

Figura 4: Valores de los errores relativos en el proceso de reobtención de  $T_e$  (a) y de  $\log N_e$  (b), para diferentes valores de  $(T_e, \log N_e)$  en el análisis de autoconsistencia del método. Los trazos continuos negros representan los límites indicados en la referencia.

## 5. Resultados

En la Tabla 1 se muestran resultados preliminares de la aplicación de este método. Allí se indican, en **negrita**, los valores extraídos de Czyzak et al. (1986), que corresponden a varias fuentes citadas allí, y de Esteban et al. (2004) para Orión; en **azul**, las  $T_e$  y  $N_e$  obtenidas por este método, y en **rojo**, los valores fuera del rango de mayor precisión adoptado.

## 6. Conclusiones y perspectivas

El procedimiento determina en forma rápida los valores de  $T_e$  y  $N_e$  para cada valor de  $R$  y  $R'$  dados. El

mismo demostró ser autoconsistente en un rango menor de densidades electrónicas debido a la poca sensibilidad que muestra el cociente  $R$  con la  $T_e$ , siendo aplicable el mismo en el intervalo  $0.45 < R < 1.425$ . Se obtuvieron nuevas estimaciones de  $T_e$  y  $\log N_e$  en 8 NPs y una galaxia, a partir de valores de  $R$  y  $R'$ , a diferencia del trabajo de Czyzak et al. (1986) en el que infieren estos últimos a partir de valores deducidos de diagramas de diagnósticos.

Actualmente se está elaborando una base de cocientes  $R$  y  $R'$ , tomados tanto de la NED \*\*\* como de trabajos recientes, donde con suficiente resolución espectral se logra separar adecuadamente los dobletes y por lo tanto se determinan con suficiente precisión los correspondientes cocientes en fuentes extragalácticas, tales como las mediciones del cociente  $[\text{S II}]6717/6731$  en galaxias activas e inactivas realizadas por Davies et al. (2020).

Finalmente, y como se mencionó en la Sección 3, este método supone que las líneas se forman en las mismas condiciones físicas. Al respecto, se está analizando modificaciones al código que permitan salvar esta limitación. Para ello, resulta de interés la revisión realizada por Kewley et al. (2019) acerca de la distribución de temperaturas y densidades electrónicas en regiones H II y sus implicancias en la determinación de  $N_e$ .

*Agradecimientos:* Los autores agradecen al/a la referee anónimo/a, cuyas sugerencias mejoraron la presentación de este trabajo.

## Referencias

- Annibali F., et al., 2010, A&A, 519, A40  
 Czyzak S.J., Keyes C.D., Aller L.H., 1986, ApJS, 61, 159  
 Czyzak S.J., Krueger T.K., 1963, MNRAS, 126, 177  
 Davies R., et al., 2020, MNRAS, 498, 4150  
 Esteban C., et al., 2004, MNRAS, 355, 229  
 Kewley L.J., et al., 2019, ApJ, 880, 16  
 Menzel D.H., Aller L.H., Hebb M.H., 1941, ApJ, 93, 230  
 Saraph H.E., Seaton M.J., 1970, MNRAS, 148, 367  
 Seaton M.J., 1966, MNRAS, 132, 113  
 Seaton M.J., Osterbrock D.E., 1957, ApJ, 125, 66  
 Weedman D.W., 1968, PASP, 80, 314

\*\*\*NASA/IPAC Extragalactic Database.



# Observaciones del remanente de supernova G296.5+10.0 con el satélite XMM-Newton

L.K. Eppens<sup>1,2</sup>, J.A. Combi<sup>2,3</sup> & E.M. Reynoso<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

Contacto / leppens@iafe.uba.ar

**Resumen** / G296.5+10.0 es un remanente de supernova (RSN) que presenta una morfología bilateral de  $90' \times 65'$  en torno a un eje de simetría perpendicular al plano de la Galaxia en la banda de radio. El remanente muestra dos máximos de emisión en los extremos sureste y suroeste de la cáscara de radio. Además, el instrumento de rayos X EXOSAT detectó una emisión extendida entre 0.1-1.2 keV con una distribución axisimétrica similar a la encontrada en radio, cuyos máximos coinciden en posición. Además, se detectó una estrella de neutrones en el centro del RSN que no es visible en la banda de radio. En este trabajo presentamos un mosaico de cinco apuntamientos en dirección a G296.5+10.0 usando el instrumento XMM-Newton en el modo *full window*, mejorando la resolución espacial en un factor 5 con respecto a la mejor imagen obtenida hasta el momento por el instrumento EXOSAT en esta banda de energía. Estos datos muestran en detalle la emisión de rayos X asociada al remanente, donde se observa que la distribución del plasma está contenida entre los bordes de radio del RSN. Además, se observa una débil emisión de rayos X entre 0.4-2 keV que puede ser bien ajustada con un modelo de una sola temperatura en equilibrio de ionización. El estudio espectral de este gas de rayos X permitió encontrar variaciones en las abundancias de algunos metales. Finalmente, con una estimación de  $N_H$  y el exceso de color E(B-V) del RSN, calculamos la distancia a la fuente utilizando un modelo de enrojecimiento vs distancia para la Galaxia.

**Abstract** / G296.5+10.0 is a  $90' \times 65'$ -size supernova remnant (SNR) that displays a bilateral distribution in the radio band with the symmetry axis perpendicular to the Galactic Plane. The remnant shows two emission peaks at the South-East and South-West of the radio shell. In addition, the EXOSAT instrument detected an extended X-ray plasma with an axisymmetric distribution between 0.1-1.2 keV, being both the radio and X-ray emission peaks coincident in position. A neutron star was detected at the center of the SNR in the X-ray band but with no radio counterpart. In this work we present an X-ray mosaic of five pointings towards G296.5+10.0 performed with the satellite XMM-Newton in the full window mode, improving the spatial resolution by a factor of 5 as compared to the best image obtained so far by the EXOSAT instrument in this energy band. The XMM-Newton observations show in detail the X-ray emission associated with the remnant, where the distribution of the plasma is observed to be within the outermost radio continuum contours of the remnant. We also noted a weak X-ray emission between 0.4-2 keV that was well fitted using a ionization equilibrium model with a single temperature. Through a spectral X-ray study we found variations in the abundances of some metals. Finally, we calculated the distance to the SNR using  $N_H$  from our spectral study and a Galactic reddening-distance model.

**Keywords** / ISM: individual objects (G296.5+10.0) — ISM: supernova remnants — X-rays: ISM

## 1. Introducción

El RSN G296.5+10.0 presenta una morfología de tipo cáscara bilateral de  $90' \times 65'$  en la banda de radio. Esta emisión se caracteriza por ser filamentaria y delgada, con un eje de simetría orientado perpendicularmente al plano de la Galaxia (Whiteoak & Gardner, 1968). Distintos autores han discutido sobre el origen de la morfología filamentaria en este remanente. Roger et al. (1988) propone que se debe a nubes chocadas del medio interestelar (MIE) vistas de canto, siguiendo el modelo de Blandford & Cowie (1982), a pesar de que no se han encontrado evidencias de que la expansión del RSN se produzca dentro de una cavidad alargada y perpendicular al plano galáctico. Por el contrario, a esas latitudes galácticas se esperaría encontrar un MIE homogéneo y de baja densidad. En estudios posteriores, se encontraron algu-

nas estructuras de HI ( $a -17.5 < v < -15.5 \text{ km s}^{-1}$ ) que podrían estar aparentemente vinculadas a G296.5+10.0 (Giacani et al., 2000).

La cáscara de radio coincide con una fuente de emisión extendida de rayos X observada con el instrumento EXOSAT entre 0.1-1.2 keV, cuyo origen es térmico con una temperatura media de  $1.7 \times 10^6 \text{ K}$  y una densidad columnar de  $N_H \sim 1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . También se observa que los máximos entre la emisión de radio/rayos X coinciden en posición al sureste y suroeste de G296.5+10.0 (Kellett et al., 1987). Por otro lado, las observaciones en la banda X revelaron la presencia de la estrella de neutrones 1E 1207.4-5209 que no es visible en radio (Zavlin et al., 1998). Este objeto estelar se encuentra ubicado cerca del centro del RSN, algo desviado hacia el este del eje principal de simetría (ver panel izquierdo en Figura 1). Además, Giacani et al. (2000) reporta una depre-

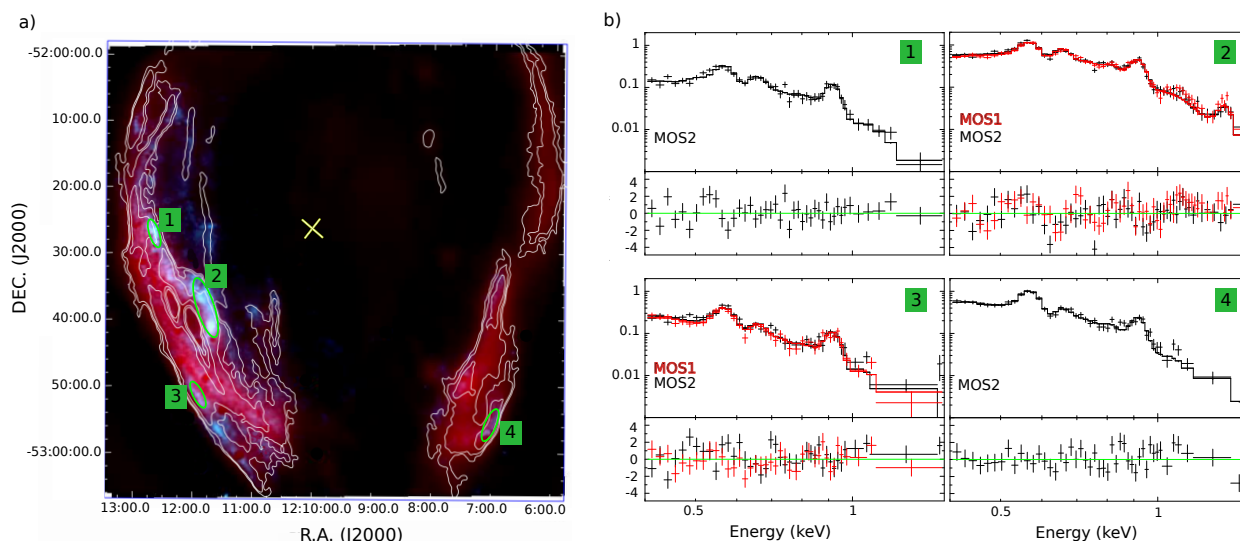


Figura 1: *Panel izquierdo*: emisión combinada de las cámaras EPIC-MOS en dirección al RSN G296.5+10.0 mostrando en rojo el continuo de radio a 1.4 GHz y en cian la banda de rayos X entre 0.4-2 keV. Las cuatro elipses verdes numeradas indican las regiones usadas del estudio espectral, mientras que la cruz amarilla indica la posición de la estrella de neutrones 1E 1207.4-5209. Los contornos blancos corresponden a la banda de radio a 0.036, 0.068, 0.12, 0.16, 0.23, 0.26 mJy haz<sup>-1</sup>. *Panel derecho*: ajustes espectrales de las cuatro regiones indicadas en a) con el modelo VAPEC, señalando la(s) cámara(s) donde la emisión fue detectable en cada caso. Los datos de las observaciones de XMM-Newton se muestran con cruces y los modelos ajustados en cada región, con líneas. En cada ajuste espectral, en el panel superior se grafican los eventos en unidades de cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> keV<sup>-1</sup>, y en el panel inferior, la variable adimensional (datos-modelo)/error.

sión de HI entre las velocidades  $-16.1$  y  $-15.8$  km s<sup>-1</sup> que es coincidente con la posición de esta fuente. De estos resultados se propone que la estrella de neutrones se encuentra ubicada a la misma distancia que el RSN. Usando datos de ASCA y ROSAT, Zavlin et al. (1998) encuentran que  $N_{\text{H}}$  varía entre  $0.7$  y  $2.2 \times 10^{21}$  cm<sup>-2</sup>. Esto les permitió acotar la ubicación de la fuente estelar entre 1.6-3.3 kpc, lo que concuerda con la distancia  $\sim 2.1$  kpc estimada para el remanente en base a las nubes de HI (Giacani et al., 2000). Suponiendo que el RSN se encuentra en la fase de expansión adiabática, se aproxima su edad en  $7 \times 10^3$  años (Roger et al., 1988).

En este trabajo estudiamos la emisión de G296.5+10.0 en la banda de rayos X utilizando datos de archivo del satélite XMM-Newton. La información sobre las observaciones y el proceso de reducción está presentada en la Sección 2. De nuestro análisis logramos obtener imágenes más detalladas en comparación con estudios previos, donde se observa la distribución del plasma de rayos X dentro de la cáscara de radio (ver Sección 3.1). A su vez, en la Sección 3.2, estudiamos el espectro de cuatro regiones, mientras que en la Sección 4 estimamos la distancia al remanente mediante el método de Chen et al. (1999). Finalmente, comentamos nuestras conclusiones en la Sección 5.

## 2. Observaciones

Las observaciones en dirección a G296.5+10.0 fueron realizadas por el satélite XMM-Newton utilizando las cámaras MOS1 y MOS2 en el modo *full window*. Estos datos de archivo constan de cinco apuntamientos ( ObsId 0781720101, 0762090201, 0762090301, 0762090401 y

0762090501), lo que permitió cubrir la mayor parte de la emisión de rayos X del remanente.

Los datos (Observation Data File - ODF) fueron calibrados usando los Current Calibration Files (CCF) y filtrados por niveles altos de fondo utilizando los paquetes de tareas SAS (Science Analysis System) y heasoft. Además, corregimos por intervalos de tiempos buenos utilizando la tarea *tabgtigen* y removimos las fuentes puntuales detectadas en cada campo de observación. Por último, construimos un mosaico de la emisión de rayos X combinando los mapas pesados por sus respectivos mapas de exposición usando la tarea *emosaic*. No se detecta emisión del remanente por debajo de los 0.4 ni por encima de 2 keV.

## 3. Resultados

### 3.1. Mosaico de rayos X.

En la Figura 1, panel izquierdo, se muestra la emisión de rayos X en dirección a G296.5+10.0 detectada por XMM-Newton, combinando las cámaras EPIC-MOS. Estos últimos datos mejoran la resolución espacial en un factor 5 respecto a las imágenes publicadas por Kellett et al. (1987) basadas en observaciones de EXOSAT. En el mapa se puede observar la distribución del plasma de rayos X entre 0.4-2 keV (cian) en relación a la emisión del continuo de radio del RSN a 1.4 GHz (rojo). Esta es la primera imagen detallada de la emisión extendida de rayos X asociada al remanente, donde observamos que esta emisión se encuentra contenida dentro de los límites de la cáscara de radio. Además, es apreciable que la emisión del plasma en el extremo oeste de la cáscara bilateral es más débil que en el extremo este. En la figura

Tabla 1: Parámetros del estudio espectral del RSN G296.5+10.0.

	Regiones			
	1	2	3	4
$N_{\text{H}}(10^{21})$	0.9±0.1	0.9±0.1	0.7±0.2	0.7±0.1
$kT$	0.16±0.02	0.17±0.01	0.15±0.01	0.14±0.01
O	0.4±0.1	0.4±0.2	0.3±0.1	0.4±0.2
Ne	1.2±0.2	0.9±0.1	0.8±0.1	1.1±0.1
Fe	1.4±0.5	1.1±0.1	1.2±0.4	0.8±0.5
Norm( $10^{-3}$ )	4.9±0.4	8.8±0.6	7.5±1.6	3.8±1.9
$\chi^2_{\nu}/\text{d.o.f.}$	1.1	1.4	1.2	1.1

Notes:  $N_{\text{H}}$  se encuentra en unidades de  $\text{cm}^{-2}$ ,  $kT$  es la temperatura electrónica en unidades de keV y Norm es la normalización del modelo ajustado en cada región.

se puede verificar que la zona de emisión más intensa de rayos X forma un arco que coincide con el borde interno de la cáscara de radio al sureste del RSN.

### 3.2. Estudio espectral.

Con el propósito de caracterizar la emisión de rayos X en dirección al RSN G296.5+10.0, seleccionamos las regiones más intensas del plasma y extrajimos cuatro espectros de los archivos de eventos filtrados de las cámaras EPIC-MOS. En la Figura 1, panel izquierdo, se muestran las cuatro elipses numeradas que utilizamos para el análisis espectral.

En estudios previos se propuso que el plasma es de origen térmico, por ende comenzamos nuestro análisis ajustando un modelo en equilibrio de ionización por colisiones (VAPEC) corregido por el modelo de absorción de *Tuebingen-Boulder* (TBABS; Wilms et al., 2000). En las regiones 1 y 4 se pudo utilizar solamente la cámara MOS2, mientras que en las regiones 2 y 3 se detecta emisión en ambas cámaras EPIC-MOS. En estos últimos dos casos, los valores estimados del modelo VAPEC son el resultado de la media entre los ajuste espectrales de MOS1 y MOS2.

Los mejores ajustes se obtuvieron liberando las abundancias de oxígeno (O), neón (Ne) y hierro (Fe) y fijando a valores solares las abundancias del resto de los elementos. Los ajustes espectrales de cada región entre 0.4-2 keV se muestran en la Figura 1, panel derecho. Además, los parámetros obtenidos para cada estudio espectral se encuentran listados en la Tabla 1. Como resultado del análisis, encontramos una leve variación de  $N_{\text{H}}$  ( $0.7\text{-}0.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) y de la temperatura electrónica (0.14-0.17 keV) a lo largo del RSN.

### 4. Distancia al RSN G296.5+10.0

Giacani et al. (2000) encuentran una nube de HI a  $v = -16 \text{ km s}^{-1}$  lindante con G296.5+10.0 y sugieren que ambas fuentes están vinculadas. En base a esto, proponen que el RSN se encuentra a una distancia cercana de  $2.1^{+1.8}_{-0.8}$  kpc utilizando el modelo de rotación galáctica de Fich et al. (1989, con  $\Theta_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$  y  $R_0 = 8.5 \text{ km s}^{-1}$ ).

En este trabajo nos proponemos obtener un nuevo valor de distancia utilizando el método de Chen et al.

(1999) donde se puede asociar el exceso de color  $E(B-V)$  de una fuente con su distancia. Los detalles de la aplicación de este método se encuentran en Reynoso et al. (2017). Por un lado, el enrojecimiento total producido por el plano galáctico en la dirección de G296.5+10.0 hasta el borde de la Galaxia es de  $E(B-V)_{\infty} = 0.136 \text{ mag}$  (Schlafly & Finkbeiner, 2011). Por otro lado, el valor de  $E(B-V)$  se obtiene de la densidad columnar  $N_{\text{H}}$  del estudio espectral en rayos X (ver Sección 3.2). Asumiendo una altura de escala del polvo en el plano Galáctico de  $117.7 \pm 4.7 \text{ pc}$  (Kos et al., 2014) y una distancia del Sol al plano galáctico de  $19.6 \pm 2.1 \text{ pc}$  (Reed, 2006), del modelo de Chen et al. (1999) se desprende que la distancia al RSN G296.5+10.0 se encuentra en el rango de 0.9-2.3 kpc.

### 5. Conclusiones

La emisión de rayos X en dirección al RSN G296.5+10.0 se encuentra distribuida dentro de los límites de la emisión en radio a 1.4 GHz. En estudios previos se reporta emisión de rayos X hasta 1.2 keV, mientras que en las observaciones realizadas por el satélite XMM-Newton detectamos emisión en el rango de energía de 0.94-2 keV.

El análisis espectral de la emisión de rayos X muestra variaciones en las abundancias asociadas a metales pesados presentes en el plasma, lo cual sugiere que la emisión térmica es originada principalmente por el calentamiento del material eyectado. La temperatura media del plasma es de 0.15 keV y la densidad columnar de  $0.7\text{-}0.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Con este último valor y el método de Chen et al. (1999), podemos estimar una distancia al remanente de 0.94-2.3 kpc, en coincidencia con la distancia propuesta por Giacani et al. (2000) dentro de los márgenes de error. Además, esta distancia es consistente con el rango establecido para la estrella de neutrones visible en rayos X (Zavlin et al., 1998).

*Agradecimientos:* L.K.E. goza de una Beca Doctoral del CONICET. J.A.C. y E.M.R. son miembros de la Carrera del Investigador Científico del CONICET. J.A.C. está financiado por los proyectos PIP 0113 (CONICET) and PICT-2017-2865 (ANPCyT). Este estudio está parcialmente financiado por el CONICET a través del proyecto PIP 112-201701-00604.

### Referencias

- Blandford R.D., Cowie L.L., 1982, ApJ, 260, 625  
 Chen B., et al., 1999, A&A, 352, 459  
 Fich M., Blitz L., Stark A.A., 1989, ApJ, 342, 272  
 Giacani E.B., et al., 2000, AJ, 119, 281  
 Kellett B.J., et al., 1987, MNRAS, 225, 199  
 Kos J., et al., 2014, Science, 345, 791  
 Reed B.C., 2006, JRASC, 100, 146  
 Reynoso E.M., Cichowolski S., Walsh A.J., 2017, MNRAS, 464, 3029  
 Roger R.S., et al., 1988, ApJ, 332, 940  
 Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103  
 Whiteoak J.B., Gardner F.F., 1968, ApJ, 154, 807  
 Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, ApJ, 542, 914  
 Zavlin V.E., Pavlov G.G., Trumper J., 1998, A&A, 331, 821



# Estudio morfológico de nebulosas planetarias con GEMINI

R.A. Pignata<sup>1,3</sup>, D. Mast<sup>1,3</sup>, W. Weidmann<sup>1,3</sup> & G. Oio<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / rafaelpignata@unc.edu.ar

**Resumen** / Debido a que el proceso de formación de las nebulosas planetarias es extremadamente complejo, existen muchos factores que dan lugar a una amplia variedad de formas y tamaños. Estas pueden consistir en simetrías multiaxiales, sistemas organizados de nudos y jets de baja ionización. Utilizando los instrumentos GMOS-N y GMOS-S se tomaron imágenes con filtros de banda angosta a 4 NPs poco estudiadas y se las clasificó morfológicamente.

**Abstract** / Since the formation process of planetary nebulae is extremely complex, there are many factors that give rise to a wide variety of shapes and sizes. These can consist of multiaxial symmetries, organized systems of knots, and low ionization jets. Using the GMOS-N and GMOS-S instruments, 4 poorly studied PNs were imaged with narrow-band filters and morphologically classified.

*Keywords* / planetary nebulae: individual (K 3-46, K 3-82, M 2-53, WRAY 16-64) — ISM: structure

## 1. Introducción

Una estrella que abandona la rama asintótica de las gigantes (AGB por sus siglas en inglés) expulsa sus capas externas, dejando su núcleo expuesto, y continúa su proceso evolutivo hasta transformarse en una enana blanca. Previo a ese punto la estrella ionizará el cascarón expulsado, haciéndolo brillar, dando origen a lo que llamamos nebulosa planetaria (NP).

A partir de que Shklovsky (1956) mencionara por primera vez que las nebulosas planetarias (NPs) eran la etapa final de la vida de una estrella de baja masa, estas reliquias gaseosas de la evolución estelar, presentes tanto en nuestra galaxia como en otras, se transformaron en laboratorios astrofísicos donde no solo es posible el estudio de las poblaciones estelares y la evolución estelar, sino también la cinemática y dinámica del gas, el polvo y las moléculas.

El proceso de formación de las NPs es extremadamente complejo. Campos magnéticos, rotación estelar, vientos supersónicos y la presencia de sistemas binarios, producen un amplio abanico de tamaños, formas y características, que alejan a estos objetos de la simple morfología esférica (Morris, 1987, 1990; Soker, 1990, 1997; Bujarrabal et al., 2001; Blackman et al., 2001; Jones & Boffin, 2017).

Clasificar morfológicamente las NPs es un punto inicial importante para determinar qué mecanismos físicos pueden o no influir en el proceso de moldear las diferentes características nebulares.

Dentro de los múltiples esquemas de clasificación morfológica de NPs (Zuckerman & Aller, 1986; Schwarz et al., 1993; Corradi & Schwarz, 1995; Manchado et al., 1997) uno de los más actuales y detallados es el presentado por Sahai et al. (2007) y Sahai et al. (2011), siendo

este último el que será utilizado en este trabajo para realizar la clasificación morfológica de cuatro NPs poco estudiadas.

## 2. Datos y reducción

Los cuatro objetos incluidos en este trabajo forman parte de una muestra de 19 NPs confeccionada a partir de los siguientes criterios: haber sido poco estudiadas, presentar una morfología aparente interesante, y un tamaño angular entre 10''–30''.

Las observaciones fueron realizadas en la modalidad Poor Weather (PW) con un bineado 2×2, obteniendo así una escala de imagen de 0.16'', y utilizando los filtros de banda angosta *Ha\_G0310*, *OIII\_G0318* y *SII\_G0317* del instrumento Gemini Multi-Object Spectrographs\* North (GMOS-N) para las nebulosas M 2-53, K 3-46 y K 3-82, y *Ha\_G0336*, *OIII\_G0338* y *SII\_G0335* del instrumento Gemini Multi-Object Spectrographs South (GMOS-S) para WRAY 16-64. Para cada NP se tomaron cuatro integraciones de 750s en cada filtro.

Todos los datos fueron reducidos en su totalidad utilizando el *software* de reducción de GEMINI: DRAGONSV2.1.1.

## 3. Clasificación morfológica

La clasificación morfológica se llevó a cabo siguiendo los tipos definidos por Sahai et al. (2011), desarrollada utilizando datos obtenidos por el Telescopio Espacial Hubble (HST por sus siglas en inglés). La calidad de los datos utilizados para la mencionada clasificación

\*<https://www.gemini.edu/instrumentation/gmos>

Tabla 1: Resultados

Nombre	WRAY 16-64	K 3-46	K 3-82	M 2-53
PN G	283.8-04.2	069.2+03.8	093.3-00.9	104.4-01.6
Clasificación morfológica	S, t, *	B, o, t, ps(s,t)	E, pr, wv	B, o, *, bcr(o), wv, h
Clasificación previa	Posible B <sup>(1)</sup>	B <sup>(2)</sup>	E <sup>(3)</sup>	E <sup>(4)</sup>
Filtros usados en la clasificación	H $\alpha$ , [OIII] y [SII]	H $\alpha$	H $\alpha$	H $\alpha$ , [OIII] y [SII]
Figura	1	2	3	4

(1) Miszalski et al. (2013), (2) Dobrinčić et al. (2008), (3) Reimers et al. (2000), (4) Akashi & Soker (2021)

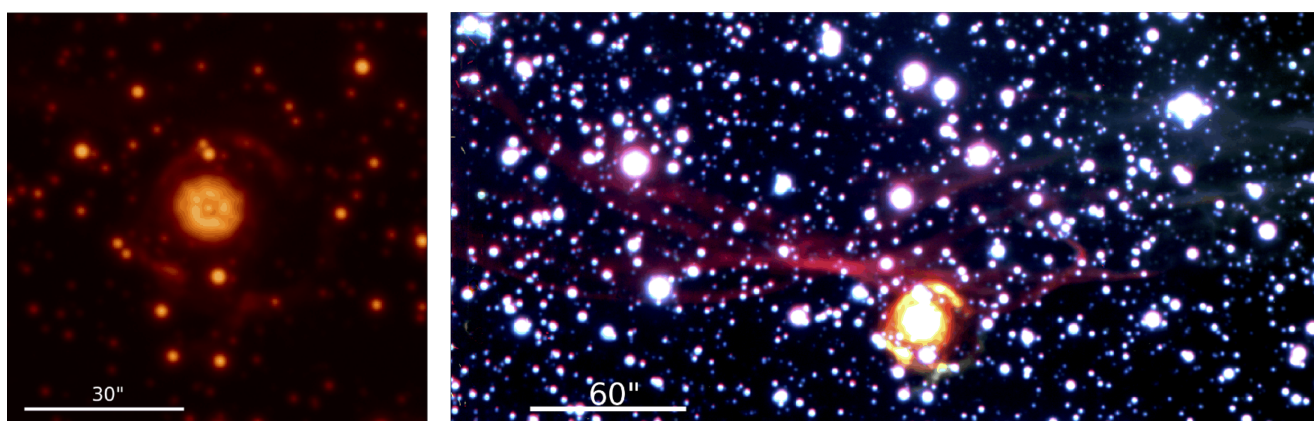


Figura 1: Imágenes de WRAY 16-64. *Panel izquierdo*: filtro H $\alpha$ . *Panel derecho*: filtros [OIII] (rojo), H $\alpha$  (verde) y [SII] (azul), en la que se observa por encima de la NP filamentos que emiten principalmente en [OIII] a la izquierda y en H $\alpha$  a la derecha. FWHM = 1.18". Orientación: este arriba, norte a la izquierda

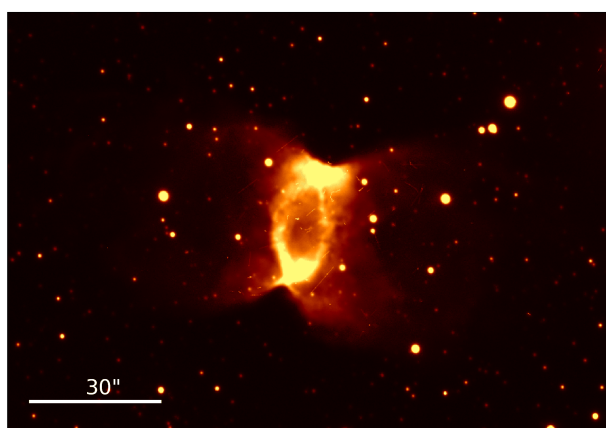


Figura 2: Imagen de K 3-46 en el filtro H $\alpha$ . FWHM = 0.70". Orientación: este a la izquierda, norte abajo

permitted to develop the more detailed method until the moment.

Sahai et al. (2011) destacan el hecho de que los filtros de banda angosta que cubren las líneas [OIII] 5007Å y H $\alpha$  son sensibles a la morfología. En las observaciones reportadas en este trabajo incluimos además el filtro [SII] 6717Å.

El análisis de los datos se realizó utilizando las imágenes en H $\alpha$  para K 3-46 (Fig. 2) y K 3-82 (Fig. 3) debido a que, para estos objetos, los filtros [OIII] y [SII] no presentaban importantes detalles. En las 2 NPs restantes, WRAY 16-64 (Fig. 1) y M 2-53 (Fig. 4) se utilizaron los 3 filtros. La imagen de M 2-53 fue pro-

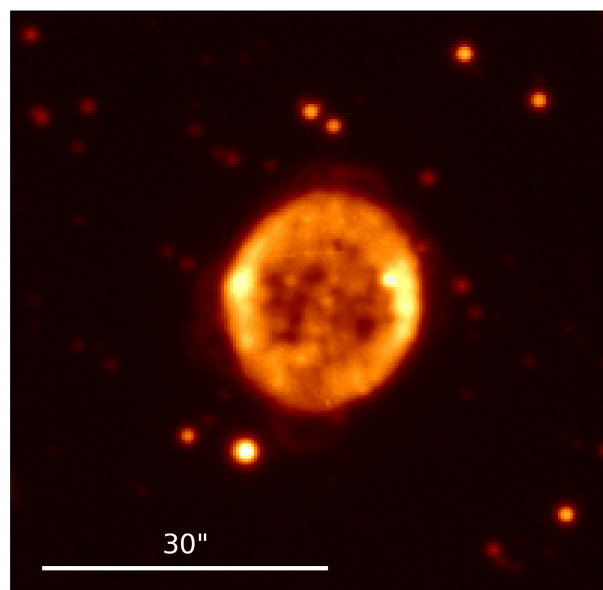


Figura 3: Imagen de K 3-82 en el filtro H $\alpha$ . FWHM = 1.18". Orientación: este a la izquierda, norte abajo

cesada por T. A. Rector (University of Alaska Anchorage/NSF's NOIRLab), J. Miller (Gemini Observatory/NSF's NOIRLab), M. Zamani & D. de Martin (NSF's NOIRLab).

En la Tabla 1 se presenta la clasificación de cada NP. La letra mayúscula representa la clasificación primaria, en minúscula y símbolos, la clasificación secundaria.

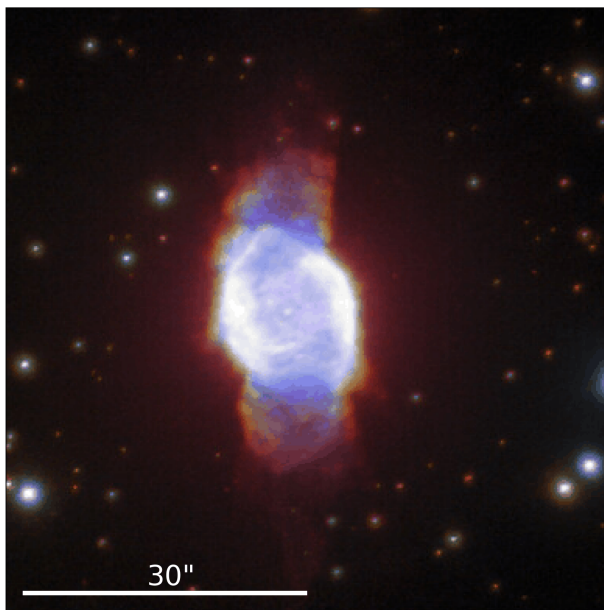


Figura 4: Imagen de M 2-53 en los filtros  $H\alpha$  (rojo), [OIII] (azul) y [SII] (verde). FWHM =  $0.60''$ . Orientación: este abajo, norte a la derecha.

### 3.1. Clasificación primaria

A WRAY 16-64 se la clasificó como espiral (S) debido a que se observa una estructura de dos brazos espirales en la imagen obtenida con el filtro  $H\alpha$  (*panel izquierdo* Fig. 1). Un brazo se observa en la parte superior y se extiende hacia la derecha, y otro en la parte inferior que se extiende hacia la izquierda. De igual manera, en la parte inferior se observa una estructura que se extiende hacia la derecha, aunque nosotros no concluimos que se conecte con el brazo superior. Por otra parte, debido a la estructura filamentosa, detectable en los filtros [OIII] y  $H\alpha$ , que se observa en la parte superior de la NP (*panel derecho* Fig. 1), la clasificación S puede ponerse en duda. No tenemos elementos para inferir si estos filamentos son parte de la nebulosa. En este sentido, los brazos podrían no ser parte de la NP, o sí y ser lóbulos cerrados, en cuyo caso la clasificaríamos como bipolar (B), como Miszalski et al. (2013). Para definir su clasificación sería necesario un estudio cinemático-espacial.

A K 3-46 se la clasificó como una B, a K 3-82 como una NP elongada (E), y por último a M 2-53 como una B. Algo interesante a destacar es que a esta última Akashi & Soker (2021) la designaron como E y a los lóbulos los llaman orejas. Nosotros diferimos y la clasificamos como B ya que sin importar si son jets u orejas, la presencia del par de lóbulos es consistente con una nebulosa bipolar.

### 3.2. Clasificación secundaria

En la clasificación secundaria se observa que WRAY 16-64 junto con M 2-53 presentan visible a su estrella central (\*). Tanto K 3-46 como WRAY 16-64 presentan

una estructura brillante toroidal (t) en la región central. En muchos casos, NPs B (como es el caso de K 3-46) no presentan geometría de toro, sino que muestran una apariencia de barril y para describirlas se utiliza bcr (región central en forma de barril). En M 2-53 se puede visualizar dicha estructura abierta (bcr(o)), que sería la región elíptica brillante de la cual se extienden los lóbulos. También se observa en ella una estructura con patrones (wv), como una trama o un moteado, al igual que en K 3-82, y por último se puede identificar un halo (h).

K 3-46 muestra lóbulos que terminan abiertos (o) y poseen una forma geométrica general simétrica de punto ps(s) y una cintura que tiene una estructura simétrica de punto ps(t). También K 3-82 presenta lóbulos, 4 menores cerrados, los cuales se encuentran en la parte superior, inferior, izquierda y derecha, diametralmente opuestos (pr).

## 4. Conclusiones

Para complementar y confirmar ciertas características morfológicas identificadas en la presente clasificación, serán necesarios otros estudios, por ejemplo, cinemáticos. De todas maneras es importante destacar que el presente trabajo utilizó datos de excelente calidad y resolución espacial que provee GEMINI, aún en modo Poor Weather, considerando que la clasificación de Sahai et al. (2011) fue realizada con imágenes del HST. El trabajo se continuará con la clasificación morfológica del resto de las NPs de la muestra y obteniendo datos a partir de espectroscopía de ranura larga y de campo integral para determinar características físicas de sus componentes morfológicas.

## Referencias

- Akashi M., Soker N., 2021, ApJ, 913, 91  
 Blackman E.G., Frank A., Welch C., 2001, ApJ, 546, 288  
 Bujarrabal V., et al., 2001, A&A, 377, 868  
 Corradi R.L.M., Schwarz H.E., 1995, A&A, 293, 871  
 Dobrinčić M., et al., 2008, AJ, 135, 2199  
 Jones D., Boffin H.M.J., 2017, Nat. Astron., 1, 0117  
 Manchado A., et al., 1997, H. Habing, H. Lamers (Eds.), *Planetary Nebulae*, 24–25, Springer Netherlands, Dordrecht  
 Miszalski B., et al., 2013, MNRAS, 436, 3068  
 Morris M., 1987, PASP, 99, 1115  
 Morris M., 1990, M.O. Mennessier, A. Omont (Eds.), *From Miras to Planetary Nebulae: Which Path for Stellar Evolution?*, 520  
 Reimers C., Dorfi E.A., Höfner S., 2000, A&A, 354, 573  
 Sahai R., Morris M.R., Villar G.G., 2011, AJ, 141, 134  
 Sahai R., et al., 2007, AJ, 134, 2200  
 Schwarz H.E., Corradi R.L.M., Stanghellini L., 1993, R. Weinberger, A. Acker (Eds.), *Planetary Nebulae*, vol. 155, 214  
 Shklovsky I.S., 1956, AZh, 33, 315  
 Soker N., 1990, AJ, 99, 1869  
 Soker N., 1997, ApJS, 112, 487  
 Zuckerman B., Aller L.H., 1986, ApJ, 301, 772



# Distribución y estructura de agrupaciones estelares jóvenes

G. Baume<sup>1,2</sup>, C. Feinstein<sup>1,2</sup> & M.J. Rodríguez<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las agrupaciones estelares son reconocidas como herramientas para esclarecer varios aspectos astrofísicos como son la formación estelar o la estructura de las galaxias. En esta presentación se lleva a cabo una descripción del uso de las agrupaciones estelares para el estudio de la estructura subyacente de las poblaciones estelares a diferentes escalas y su vínculo con un diseño fractal. Con esta finalidad, se describen varios métodos para el análisis de la distribución espacial de los miembros de una agrupación estelar y de dichas agrupaciones en una galaxia. Se estudia la aplicación de estos métodos sobre las poblaciones estelares jóvenes de diferentes galaxias. En particular, se remarca la utilidad del uso de técnicas de aprendizaje automático, de los árboles de expansión mínima, de los mapas de densidad estelar y de los dendrogramas, tanto para la identificación de las agrupaciones jóvenes como para revelar la eventual naturaleza fractal de su distribución y de su estructura interna. El análisis global indica que los métodos de agrupamiento conocidos como PLC y HDBSCAN son los más adecuados para el estudio realizado. Por otro lado, se encuentra que la distribución espacial a gran escala de las poblaciones estelares jóvenes estudiadas es consistente con una dimensión fractal determinada.

**Abstract** / Stellar groupings are recognized as tools to clarify several astrophysical aspects such as star formation or the structure of galaxies. In this presentation, a description of the use of stellar groupings is carried out for the study of the underlying structure of stellar populations at different scales and their link with a fractal design. To this end, several methods are described for the analysis of the spatial distribution of the members of a stellar cluster and of such clusters in a galaxy. The application of these methods over young stellar populations of different galaxies is studied. In particular, the usefulness of the use of machine learning techniques, minimum spanning trees, stellar density maps and dendrograms is highlighted, both for the identification of young clusters and to reveal the eventual fractal nature of their distribution and its internal structure. The global analysis indicates that the clustering methods known as PLC and HDBSCAN are the most suitable for the study carried out. On the other hand, the large-scale spatial distribution of the young stellar populations studied is found to be consistent with a given fractal dimension.

**Keywords** / methods: data analysis — galaxies: photometry — galaxies: star clusters: general — galaxies: stellar content

## 1. Introducción

Las agrupaciones estelares se caracterizan por ser grupos de estrellas que pertenecen a la misma región del espacio, por lo que puede considerarse que todas ellas se encuentran aproximadamente a la misma distancia. Además, en general se considera que ellas poseen la misma composición química (metalicidad) y aproximadamente la misma edad, aunque esta última afirmación puede ser dudosa en algunos casos de cúmulos con formación estelar secuencial. Se acepta entonces que las agrupaciones estelares son representativas de diferentes poblaciones estelares de una galaxia y sus parámetros fundamentales (edad, distancia, enrojecimiento, etc.) se pueden determinar de una forma más confiable y precisa que en el caso de estrellas individuales.

El estudio de la estructura y la distribución de las agrupaciones estelares puede dar indicios de su estado evolutivo. En particular, en el caso de las agrupaciones jóvenes, ellas pueden dar pistas importantes sobre el proceso de formación estelar. Desde hace tiempo se reconoce que las poblaciones estelares jóvenes poseen una organización jerárquica (Larson 1994; Elmegreen &

Efremov 1996). O sea que estructuras de tamaño más reducido y de alta densidad estelar se encuentran anidadas sucesivamente dentro de otras estructuras de mayor tamaño y menor densidad. De esta forma los *cúmulos estelares jóvenes* se suelen encontrar como grumos dentro de *asociaciones OB*, y estas últimas pueden agruparse a su vez formando los denominados *agregados estelares*. Siguiendo con la escala ascendente se encuentran luego los *complejos estelares* y finalmente *fracciones de brazos espirales* (para más detalles ver Ambartsumian 1968; Efremov 1989; Gouliermis et al. 2015, 2017; Gouliermis 2018; Grasha et al. 2017).

Dado que la conversión de gas en estrellas se produce por el colapso gravitacional de gas y polvo dentro de las nubes moleculares (Clarke et al., 2000; Lada & Lada, 2003; Larson, 2003), es lógico suponer que la organización de las poblaciones estelares jóvenes es un reflejo de la distribución jerárquica y auto-similar (fractal) del medio interestelar (ISM). Esta distribución se extiende sobre varias escalas espaciales (p.e., Elmegreen 1993; Elmegreen & Falgarone 1996) y se considera como un síntoma claro de su propia naturaleza turbulenta



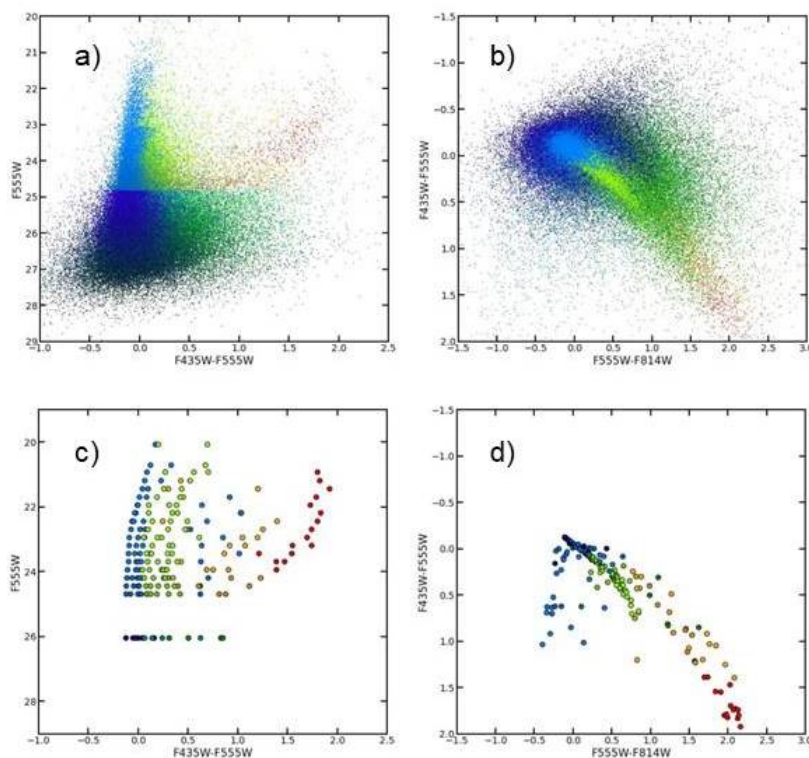


Figura 1: **a)** y **b)** Diagramas fotométricos de la población estelar en la galaxia NGC 1313 (Baume et al., in prep.). Los colores indican las diferentes poblaciones identificadas. En particular, los símbolos celestes y verde claro se adoptan como representantes de la población joven. **c)** y **d)** Simplificación de los diagramas fotométricos en base al uso de GMM, donde los símbolos indican los centros de las diferentes componentes.

(Larson, 1981; Stutzki et al., 1998; Elmegreen & Scalo, 2004).

En base a lo planteado, es necesario disponer de parámetros cuantitativos y objetivos de la estructura y distribución de las agrupaciones estelares. Ellos permiten efectuar estudios sistemáticos sobre numerosas estructuras estelares de diferentes escalas y establecer si dichas estructuras son fractales o no. Estos parámetros se pueden emplear para comparar tanto agrupaciones estelares entre sí como con el ISM. Además, se puede evaluar la evolución dinámica de las diferentes estructuras al compararlas con simulaciones numéricas.

En las secciones siguientes se describen las metodologías más convenientes utilizadas para identificar las poblaciones estelares y las agrupaciones estelares en una galaxia (Sec. 2). Luego se describen los métodos para el estudio de su estructura interna (Sec. 3) y su distribución en la galaxia anfitriona (Sec. 4). En cada caso se presentan los resultados correspondientes. Finalmente, en las secciones Sec. 5 y Sec. 6 se encuentra la discusión de estos resultados y las conclusiones globales.

## 2. Identificación de agrupaciones estelares

La forma de llevar a cabo la identificación de agrupaciones estelares depende en primer lugar de la resolución espacial brindada por el sistema de observación utilizado. En el caso de disponer de baja resolución espacial que no permita distinguir los diferentes miembros de

una agrupación, la identificación se lleva a cabo fundamentalmente por la comparación entre la forma de las imágenes de los objetos estudiados con la de los objetos puntuales (“point spread function” o PSF; ver por ejemplo Adamo et al. 2017). Por otro lado, en el caso de tener datos con suficientemente alta resolución espacial como para distinguir los miembros individuales, entonces la identificación se hace midiendo la densidad espacial o cercanía de los objetos entre sí. En ambos casos es posible encarar el problema utilizando herramientas de aprendizaje automático (ML) no supervisado, las cuales son aptas para ser aplicadas de forma eficiente al gran volumen de datos producidos por diferentes relevamientos celestes.

En particular, para los casos de alta resolución espacial, las técnicas adecuadas son las denominadas “técnicas de agrupamiento” (clustering). Ellas tienen como objetivo la identificación de grupos de objetos dentro de los datos sobre la base de características (features) similares para los objetos de un dado grupo y disimiles para los objetos de grupos diferentes. Si bien existe gran cantidad de estas técnicas, algunas se adaptan mejor a un tipo de datos que otras (ver la página web de la librería scikit-learn\* para mas detalles).

En el caso de la identificación de agrupaciones estelares jóvenes, el primer paso consiste en localizar la población joven. Esto se puede hacer mediante el empleo de datos fotométricos multibanda y seleccionando la po-

\*<https://scikit-learn.org/stable/modules/clustering.html>

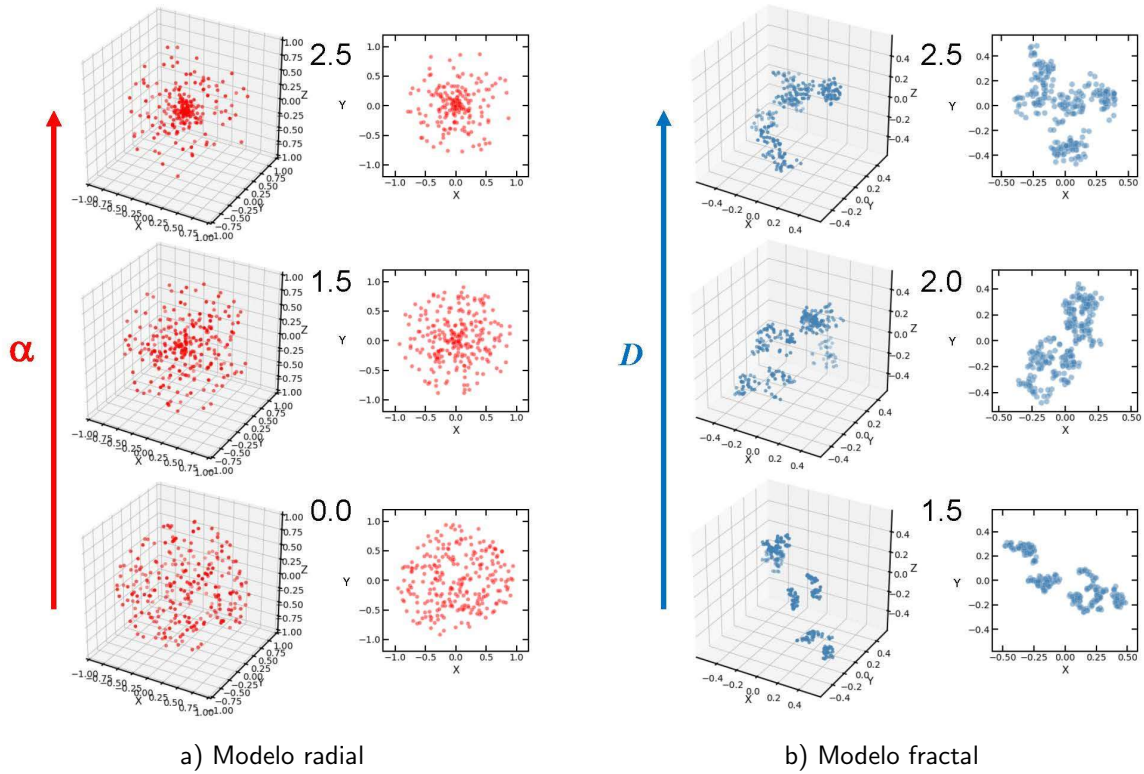


Figura 2: Modelos 3D simples de agrupaciones estelares. **a)** Modelos con simetría radial y una concentración central donde el parámetro  $\alpha$  indica su relevancia. **b)** Modelos con estructura fractal donde el parámetro  $D$  indica el grado de concentración de los grumos. En cada caso se muestran los gráficos 3D y sus correspondientes proyecciones en un plano X-Y.

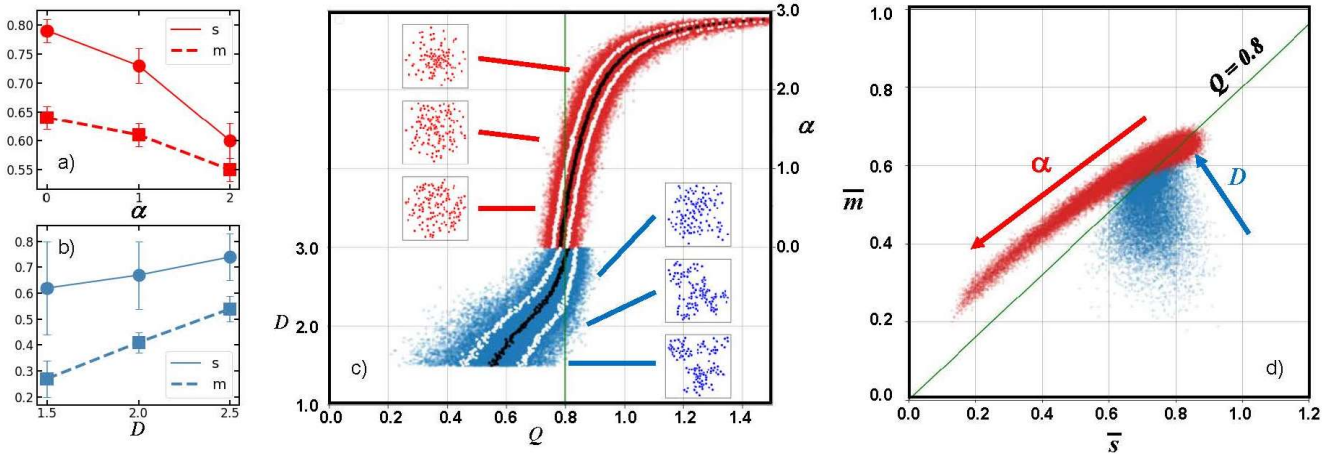


Figura 3: **a)** y **b)** Comportamiento de  $\bar{m}$  y  $\bar{s}$  con los parámetros  $\alpha$  y  $D$ . **c)** Valores de  $Q$  para diferentes modelos teóricos. La curva negra y las curvas blancas corresponden respectivamente al valor medio y a la desviación estándar para cada valor de  $D$  o de  $\alpha$ . **d)** Representación de diferentes modelos teóricos en el plano  $\bar{m}$  vs.  $\bar{s}$ . Las rectas verdes en **c)** y **d)** indican el valor  $Q = 0.8$ .

blación más azul y brillante. Diferentes trabajos simplemente utilizan límites en las magnitudes e índices de color para seleccionar esta población. Entre estos trabajos se encuentran los de Sun et al. (2017b,a, 2018), denominados SUN+, y la mayoría de los trabajos de nuestro grupo de investigación, denominados RBFs\*\*. Aunque los trabajos de Baume et al. (2021) y Baume et al. (in prep.)

presentan un método más elaborado basado en la aplicación de métodos de “clustering” (principalmente *Gaussian mixture method* ó GMM) sobre los diagramas fotométricos para hacer esta selección (ver Fig. 1). En el caso de los trabajos mencionados, SUN+ aplican la metodología sobre datos fotométricos infrarrojos de las (2016, 2018, 2019, 2020); Baume et al. (2021); Feinstein et al. (2021 in press); Baume et al. (in prep.)

## Agrupaciones estelares jóvenes

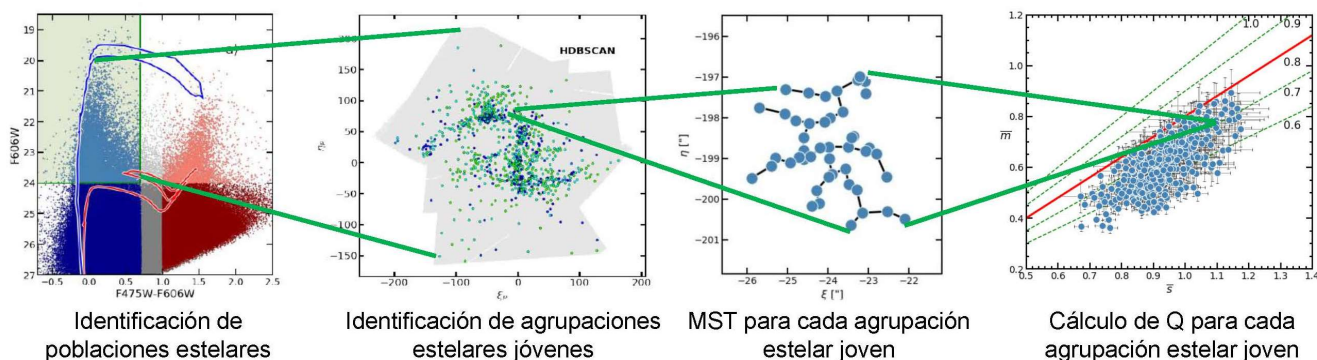


Figura 4: Esquema que indica los pasos empleados para obtener el parámetro  $Q$ .

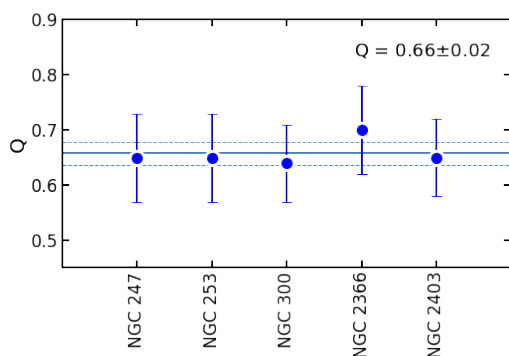


Figura 5: Valores del parámetro  $Q$  obtenido para las agrupaciones jóvenes de varias galaxias cercanas. Las líneas horizontales indican el valor medio y la desviación estándar.

Nubes de Magallanes (MC) obtenidos con el telescopio VISTA (Sutherland et al., 2015), mientras que RBFs lo hacen sobre datos basados en imágenes en varias bandas fotométricas de campos de galaxias cercanas y obtenidas con el Telescopio Espacial Hubble (HST). Dichos datos corresponden al The ACS Nearby Galaxy Survey (ANGST; Dalcanton et al. 2009) y al Legacy Extragalactic UV Survey (LEGUS; Lee et al. 2014).

Luego de identificar la población joven, se procede al uso de su información de posición (astrometría), aplicándole algún método de “clustering” adecuado. En este sentido, Baume et al. (2021) estudiaron la eficiencia de los métodos *Agglomerative clustering* (AgC), *Path linkage criterion* (PLC), *Density based spatial clustering of applications with noise* (DBSCAN) y *Hierarchical DBSCAN* (HDBSCAN). Ellos encontraron que si bien todos los métodos seleccionados brindan resultados en principio aceptables matemáticamente, solo HDBSCAN y PLC proveen resultados consistentes con los esperados para agrupaciones estelares en cuanto a su distribución espacial y su rango de tamaños.

### 3. Estructura interna de las agrupaciones

Para el estudio de la estructura interna de agrupaciones estelares se suelen utilizar modelos teóricos simplificados como son una distribución estelar con simetría radial y concentración central o un modelo fractal (Cartwright

& Whitworth, 2004). En el primer caso se suele utilizar una densidad estelar ( $\rho$ ) siguiendo una ley de potencias, o sea:

$$\rho \sim r^{-\alpha}$$

o, alternativamente, un perfil de King (1962). Mientras que como modelo fractal es usual utilizar el propuesto por Cartwright & Whitworth (2004), el indicado por Elmegreen (1997) o variantes de los mismos como el indicado por Sánchez et al. (2005). En la Fig. 2 se presentan algunos de estos casos.

El estudio de los modelos propuestos y/o de los datos observacionales puede llevarse a cabo desde un punto de vista estadístico utilizando diferentes funciones de distribución. En este caso se suele utilizar la “Función de distribución de distancias”, la “Función de correlación” o una variante de esta última denominada “Función de correlación de pares” (TPCF). En particular, la primera de ellas se halla asociada con el “Largo de correlación normalizado” ( $\bar{s}$ ). Si bien estas funciones permiten en general una descripción con cierto detalle de las estructuras analizadas, en algunos casos no logran diferenciar claramente si se trata de una estructura fractal o no. Un complemento adecuado para el análisis lo brinda el uso de un “árbol de expansión mínima” (MST) de la proyección 2D de la estructura estudiada. En este caso el parámetro asociado es el “Valor medio normalizado de los enlaces” ( $\bar{m}$ ).

En la Figs. 3a y 3b se compara el comportamiento de los parámetros  $\bar{s}$  y  $\bar{m}$  aplicados sobre los modelos de concentración central y fractal propuestos anteriormente. Se nota que ambos poseen un comportamiento similar, o sea que en el caso de una concentración central, ellos disminuyen a medida que la concentración se hace más acentuada ( $\alpha$  aumenta), y en el caso de una estructura fractal, ellos aumentan a medida que el grado de fractalidad disminuye ( $D$  aumenta). No obstante, en cada caso el ritmo de cambio es diferente para  $\bar{s}$  o  $\bar{m}$ . Esto es, en el caso de una concentración central,  $\bar{s}$  disminuye más rápido que  $\bar{m}$ . Por otro lado, en el caso de una estructura fractal  $\bar{m}$  aumenta más rápido que  $\bar{s}$ .

En definitiva, para establecer cualitativamente y cuantitativamente la estructura estudiada, Cartwright & Whitworth (2004) identificaron como adecuada a la relación:

$$Q = \bar{m}/\bar{s}$$

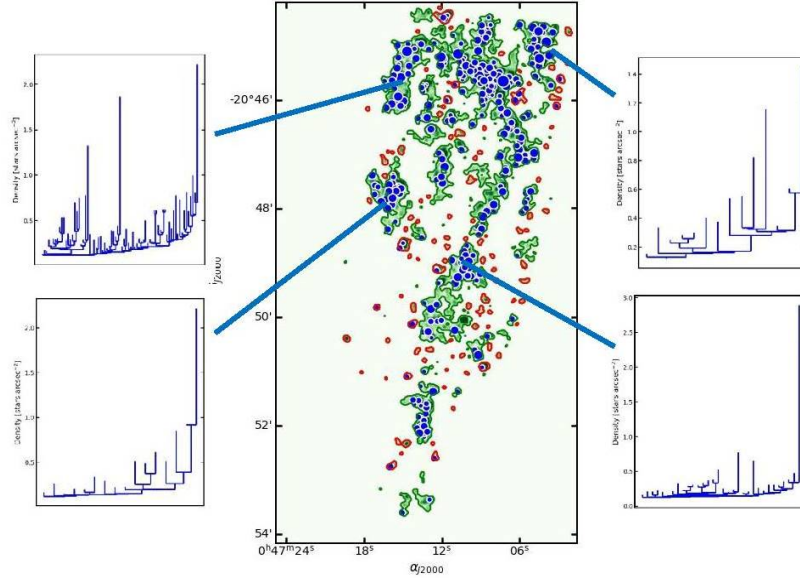


Figura 6: Mapa de densidad estelar de la población joven de la galaxia NGC 247. Los símbolos azules indican los centros de agrupaciones estelares. Los contornos verdes representan las regiones con distribución jerárquica, presentándose los correspondientes dendrogramas para alguna de ellas. Los contornos rojos indican las regiones sin estructura detectable. (Figura basada en Rodríguez et al. 2020)

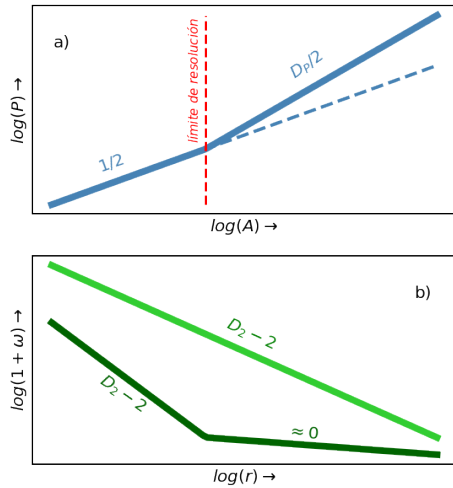


Figura 7: Esquemas para estimar  $D_P$  o  $D_2$  para una estructura fractal. **a)** Relación P-A. **b)** Modelos de la TPCF: Una ley de potencia (curva verde claro) o de un par de leyes de potencia a tramos.

Este cociente permite distinguir entre una concentración central y una estructura fractal dependiendo si su valor es mayor o menor a aproximadamente 0.8, respectivamente. Este comportamiento se suele representar en un gráfico de coordenadas cartesianas donde se combinan los parámetros  $D$  y  $\alpha$  en el eje de ordenadas y  $Q$  en las abscisas (Fig. 3c). Otro gráfico típico que indica la misma situación es  $\bar{m}$  vs.  $\bar{s}$  (Fig. 3d).

Cabe notar que, al considerar modelos teóricos más elaborados en los que se considera un conjunto de partículas con una dada distribución de masas y que evolucionan dinámicamente a partir de una estructura

fractal, ellos desarrollan caminos en un diagrama  $\bar{m}$  vs.  $\bar{s}$  cruzando el límite de  $Q = 0.8$  y finalizando con una concentración central. No obstante, el tiempo que les lleva a dichos modelos cumplir con ese trayecto depende de forma importante de la relación inicial entre la energía cinética y la energía potencial. Esto es, si el sistema se halla subvirializado, entonces la evolución es rápida, mientras que si el sistema es supervirializado entonces la evolución es lenta. (ver Sánchez & Alfaro 2010; Daffern-Powell & Parker 2020). Varios trabajos han buscado una relación entre las edades de diferentes objetos con sus correspondientes valores de  $Q$ . Entre ellos se destacan los trabajos de Sánchez & Alfaro (2010) y de Hetem & Gregorio-Hetem (2019) realizados sobre cúmulos de la Vía Láctea y los trabajos de Gieles et al. (2008) y Bastian et al. (2009) realizados sobre poblaciones en las MC.

En la Fig. 5 se indica el valor medio y la desviación estándar de los valores del parámetro  $Q$  evaluados sobre todas las agrupaciones estelares jóvenes identificadas en varias galaxias cercanas estudiadas por RBFs. Se aprecia que todos ellos se encuentran cerca de  $Q \sim 0.66$ , y este valor se puede vincular con una dimensión fractal  $D \sim 2$  (ver Fig. 3b). Este último valor es compatible con el hallado por Sánchez & Alfaro (2010) para los cúmulos abiertos de la Vía Láctea y los utilizados usualmente para las condiciones iniciales de simulaciones dinámicas de cúmulos inmersos (Farias et al., 2015).

#### 4. Distribución de las agrupaciones

Para un análisis de la forma en que se distribuye una población estelar en una galaxia se suelen utilizar diferentes técnicas. Una de estas técnicas es el uso de los mapas de densidad estelar generados a partir de un *ker-*

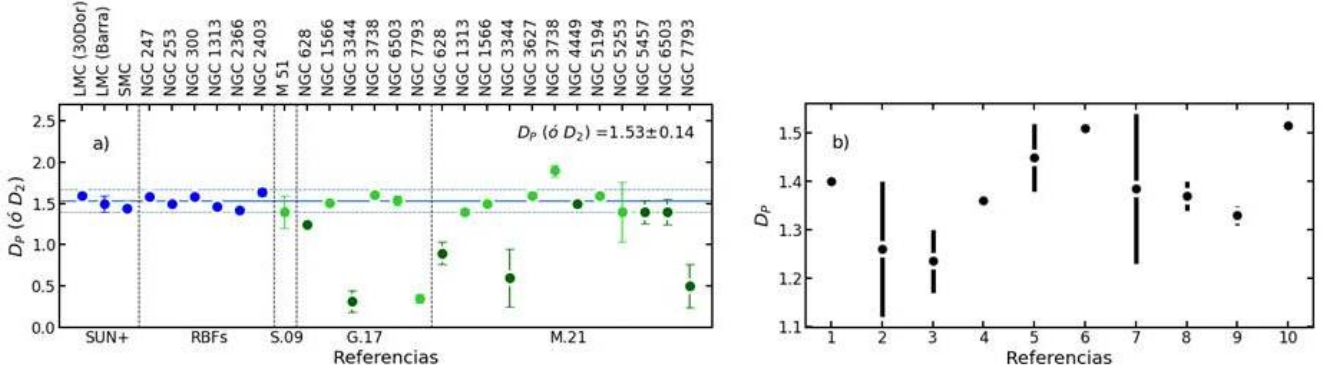


Figura 8: **a)** Valores de la dimensión fractal obtenida por diferentes autores sobre la distribución proyectada de los objetos de la población estelar joven. Los símbolos azules resultan de aplicar la relación P-A. Los símbolos verdes (claros y oscuros) resultan de aplicar la TPCF. Los símbolos verde claro indican los datos modelados por una única ley de potencias, mientras que los símbolos verde oscuro indican aquellos modelados con un par de leyes de potencia (ver Menon et al. 2021 para más detalles). Las líneas verticales separan los datos de diferentes trabajos. Las líneas horizontales indican el valor medio y la desviación estándar. **b)** Valores de la dimensión fractal proyectada del ISM obtenida por diferentes autores y utilizando la relación P-A. La figura y las referencias correspondientes se basan en Sánchez & Alfaro (2010).

nel *gaussiano* (KDE; ver Rodríguez et al. 2019). Para un estudio cualitativo, estos mapas se pueden complementar con el uso de “dendrogramas” (ver Rosolowsky et al. 2008). Ellos brindan una forma esquemática de representar la distribución de los datos y permiten obtener un esquema independientemente de la cantidad de dimensiones que posea la distribución original, identificando más claramente las estructuras jerárquicas. Un ejemplo claro se presenta en la Fig. 6 para la galaxia NGC 247 estudiada por Rodríguez et al. (2019).

Por otro lado, para realizar un estudio cuantitativo se pueden utilizar alguno de los métodos esquematizados en la Fig. 7, o sea:

- Calcular la relación perímetro-área (P-A) de las isodensitas. En el caso de tratarse de una estructura fractal se verifica que:

$$P \sim A^{D_p/2},$$

donde  $D_p$  es la dimensión fractal de la estructura proyectada.

- Utilizar la TPCF ( $\omega$ ), la cual en el caso de una estructura fractal toma la forma de una ley de potencias:

$$1 + \omega \sim r^{D_2-2},$$

donde  $D_2$  es la dimensión fractal que parametriza la estructura estudiada.

El primer método fue aplicado por SUN+ para las MC. Posteriormente, RBFs lo aplicaron sobre las observaciones ya mencionadas de galaxias cercanas. Por otro lado, otros trabajos (Scheepmaker et al. 2009 = S.09, Grasha et al. 2017 = G.17 y Menon et al. 2021 = M.21) aplicaron la segunda metodología utilizando también observaciones fotométricas del HST pero sobre galaxias más lejanas (3-18 Mpc). En la Fig. 8a se presentan los resultados obtenidos en los trabajos mencionados, donde se nota la coincidencia de los mismos a pesar del uso de diferentes métodos. En especial, algunas galaxias fueron incluidas en diferentes estudios. Este es el caso de NGC 1313 estudiada por Baume et al. (2021) utilizando la relación P-A y por Menon et al.

(2021) utilizando la TPCF. También se aprecia la situación particular de NGC 628, NGC 3344 y NGC 7793. Estas galaxias resultan tener valores significativamente bajos en la dimensión fractal ( $D_2$ ) respecto a la mayoría de las galaxias estudiadas. Este hecho se ve confirmado por haber sido incluidas tanto en el trabajo de Grasha et al. (2017) como en el de Menon et al. (2021) con resultados similares. Algunas sugerencias para este comportamiento fueron dado por Menon et al. (2021).

Cabe notar que con ambos métodos se obtiene una dimensión fractal ( $D_p$  o  $D_2$ ) que corresponde a una estructura espacial proyectada sobre un plano. Para poder comparar estos valores con los obtenidos en la Sec. 3 que corresponden a estructuras espaciales, es necesario realizar una transformación adecuada. Muchos autores simplemente adicionan una unidad a  $D_p$  o  $D_2$  (Beech, 1992) aunque otros autores (Gouliermis et al., 2014) indican que esta forma no es correcta, o a lo sumo lo es para estructuras fractales muy particulares. Para resolver este problema, Sánchez & Alfaro (2010) y Gouliermis et al. (2014) obtuvieron relaciones entre ambas dimensiones basadas en simulaciones numéricas. Utilizando estas transformaciones a los valores presentados en la Fig. 8a se obtienen valores en el rango 1.6-2.2 para la dimensión fractal promedio de la distribución espacial de las agrupaciones estelares jóvenes (dependiendo de la relación usada). Se nota que este rango de valores es consistente con el valor  $D \sim 2$  obtenido en la Sec. 3 para la estructura interna de las mismas.

## 5. Discusión

En relación con las diferentes metodologías para el estudio de la estructura y distribución de agrupaciones estelares, se pueden considerar que:

- Las técnicas de “clustering” PLC y HDBSCAN son las más adecuadas para identificar las agrupaciones estelares a partir de la distribución espacial de sus miembros obtenida con observaciones de alta resolución espacial.

- El parámetro  $Q$  es adecuado para realizar la descripción de la estructura interna de las agrupaciones estelares, clasificando cualitativamente entre una estructura con concentración central, una estructura homogénea o una estructura fractal. Adicionalmente, permite dar una medida cuantitativa en cada caso.
- La descripción de la distribución espacial de las agrupaciones estelares puede estudiarse cualitativamente en base al uso de KDEs y “dendrogramas”, mientras que para su estudio cuantitativo es adecuado utilizar la relación P-A o la TPCF.

Respecto a los resultados obtenidos en cada caso, las poblaciones estelares jóvenes de la Vía Láctea y de galaxias cercanas (hasta 18 Mpc) poseen una estructura interna compatible con  $Q \sim 0.66$  o una dimensión fractal  $D \sim 2$ , mientras que diferentes estudios del ISM (ver Sánchez & Alfaro 2010 y Fig. 8b) encuentran una estructura que en promedio se asocia con una dimensión fractal  $D_p \sim 1.3 - 1.4$  (o  $D \sim 2.6$ ). Esta discrepancia entre los valores de la población joven y el ISM fue notada por Sánchez & Alfaro (2010), y ellos brindaron algunos escenarios para explicarla. Estos escenarios se basan fundamentalmente en las siguientes hipótesis:

- De la misma forma que la estructura de una población estelar cambia a medida que evoluciona dinámicamente, se puede suponer que la estructura del ISM cambia hasta que se produce la formación estelar disminuyendo su dimensión fractal.
- A pesar de los valores similares hallados, la dispersión de valores en las dimensiones fractales tanto del ISM como de las poblaciones estelares pueden reflejar simplemente la evolución dinámica de cada uno de ellos y podrían acercar las diferencias observadas entre sus valores medios.
- El proceso de formación estelar en si podría afectar de forma significativa la estructura del ISM y ser la causa de la diferencia de las dimensiones fractales.

La respuesta puede ser alguna de estas hipótesis o una combinación de ellas. Cabe notar que actualmente existen indicios de estructuras multifractales tanto en el ISM (Yahia et al., 2021) como en algunas poblaciones estelares (Cartwright & Whitworth, 2004) que darían fundamento a alguna de ellas.

## 6. Conclusiones

El uso de los parámetros  $\bar{m}$ ,  $\bar{s}$ ,  $Q$  y  $D$  permite la utilización de diferentes técnicas de ML para analizar gran cantidad de datos astronómicos en forma objetiva, sistemática y homogénea. En particular, la aplicación sobre datos obtenidos a partir de las imágenes de alta resolución espacial del HST han permitido la cuantificación de la estructura fractal en agrupaciones estelares de galaxias cercanas.

En relación con los resultados, en líneas generales se han encontrado valores de  $D$  similares en diferentes galaxias espirales o irregulares con poblaciones jóvenes, aunque aparece una diferencia entre los valores de  $D$  de las poblaciones estelares jóvenes y del ISM. Paralelamente, existen indicios de agrupaciones con estructura

multifractal que requieren un estudio más detallado.

*Agradecimientos:* Trabajo financiado por el PIP 112-201701-00055 de CONICET, el PICT 2019-0344 de la Agencia I+D+i y los Programas de Incentivos 11/G158 y 11/G168 de la UNLP.

## Referencias

- Adamo A., et al., 2017, ApJ, 841, 131  
 Ambartsumian V.A., 1968, *Problemy evoliutsii Vseleynoi*.  
 Bastian N., et al., 2009, MNRAS, 392, 868  
 Baume G., Feinstein C., Rodríguez M.J., in prep.  
 Baume G., et al., 2021, BAAA, 62, 116  
 Beech M., 1992, Ap&SS, 192, 103  
 Cartwright A., Whitworth A.P., 2004, MNRAS, 348, 589  
 Clarke C., Bonnell I., Hillenbrand L., 2000, *The Formation of Stellar Clusters*, 151, University of Arizona Press  
 Daffern-Powell E.C., Parker R.J., 2020, MNRAS, 493, 4925  
 Dalcanton J.J., et al., 2009, ApJS, 183, 67  
 Efremov Y.N., 1989, Astrophys. Space Phys. Res., 7, 107  
 Elmegreen B.G., 1993, ApJL, 419, L29  
 Elmegreen B.G., 1997, ApJ, 477, 196  
 Elmegreen B.G., Efremov Y.N., 1996, ApJ, 466, 802  
 Elmegreen B.G., Falgarone E., 1996, ApJ, 471, 816  
 Elmegreen B.G., Scalo J., 2004, ARA&A, 42, 211  
 Farias J.P., et al., 2015, MNRAS, 450, 2451  
 Feinstein C., et al., 2021 in press, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXX*  
 Gieles M., Bastian N., Ercolano B., 2008, MNRAS, 391, L93  
 Gouliermis D.A., 2018, PASP, 130, 072001  
 Gouliermis D.A., Hony S., Klessen R.S., 2014, MNRAS, 439, 3775  
 Gouliermis D.A., et al., 2015, MNRAS, 452, 3508  
 Gouliermis D.A., et al., 2017, MNRAS, 468, 509  
 Grasha K., et al., 2017, ApJ, 840, 113  
 Hetem A., Gregorio-Hetem J., 2019, MNRAS, 490, 2521  
 King I., 1962, AJ, 67, 471  
 Lada C.J., Lada E.A., 2003, ARA&A, 41, 57  
 Larson R.B., 1981, MNRAS, 194, 809  
 Larson R.B., 1994, D.P. Clemens, R. Barvainis (Eds.), *Clouds, Cores, and Low Mass Stars, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 65, 125  
 Larson R.B., 2003, RPPh, 66, 1651  
 Lee J.C., et al., 2014, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 223, 217.01  
 Menon S.H., et al., 2021, MNRAS, 507, 5542  
 Rodríguez M.J., Baume G., Feinstein C., 2016, A&A, 594, A34  
 Rodríguez M.J., Baume G., Feinstein C., 2018, MNRAS, 479, 961  
 Rodríguez M.J., Baume G., Feinstein C., 2019, A&A, 626, A35  
 Rodríguez M.J., Baume G., Feinstein C., 2020, A&A, 644, A101  
 Rosolowsky E.W., et al., 2008, ApJ, 679, 1338  
 Sánchez N., Alfaro E.J., 2010, *The fractal spatial dist. of stars in open clusters and stellar associations*, vol. 4, 1–11  
 Sánchez N., Alfaro E.J., Pérez E., 2005, ApJ, 625, 849  
 Scheepmaker R.A., et al., 2009, A&A, 494, 81  
 Stutzki J., et al., 1998, A&A, 336, 697  
 Sun N.C., et al., 2017a, ApJ, 835, 171  
 Sun N.C., et al., 2017b, ApJ, 849, 149  
 Sun N.C., et al., 2018, ApJ, 858, 31  
 Sutherland W., et al., 2015, A&A, 575, A25  
 Yahia H., et al., 2021, A&A, 649, A33



# The Galaxy structure across the Vela Gum

E.E. Giorgi<sup>1,2</sup>, M.S. Pera<sup>2,3</sup>, G. Perren<sup>2,3</sup>, R.A. Vázquez<sup>1,2</sup>, G.R. Solivella<sup>1,2</sup> & A. Cruzado<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina*

Contact / [egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar](mailto:egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar)

**Resumen** / Presentamos los primeros resultados preliminares de un estudio sobre la población de cúmulos abiertos vista en dirección a la Nebulosa Gum. Se trata de una estructura de gas de emisión muy grande y cercana que abarca desde  $l=240^\circ$  hasta  $l=270^\circ$  y desde  $b=+8^\circ$  hasta  $b=-15^\circ$ , aproximadamente. Aprovechando la impresionante precisión y profundidad ( $G \approx 20$ ) de los datos proporcionados por la misión *Gaia* (EDR3) y que ahora tenemos dos poderosas herramientas para un análisis automatizado de datos de cúmulos abiertos, ASteCA y pyUPMASK, iniciamos un proyecto destinado a reanalizar los parámetros fundamentales de varias docenas de cúmulos abiertos ubicados en el área de la Nebulosa Gum.

**Abstract** / We present first and preliminary results of a study on the open cluster population seen against the Gum Nebula. This is a very large and nearby emission gas structure covering from  $l=240^\circ$  to  $l=270^\circ$  and from  $b=+8^\circ$  to  $b=-15^\circ$ , approximately. Taking advantage of the impressive precision and depth ( $G \approx 20$ ) of data provided by the *Gaia* mission (EDR3) and that we have now two powerful tools for an automated analysis of open clusters data, ASteCA and pyUPMASK, we started a project aimed at reanalyzing the fundamental parameters of several dozens of open clusters located in the Gum Nebula area.

**Keywords** / Galaxy: structure — open clusters and associations: general

## 1. Introduction

The *Gaia* mission (Gaia Collaboration et al., 2016) offers us a large amount of stellar data in our galaxy. The latest EDR3 data release (Riello et al., 2021) provides  $G$  magnitude and colors for more than 1.8 billion stars including sky positions, parallaxes, and proper motions for sources down to  $G \approx 20$ . It is then possible to perform all kind of studies, from modest -in size- structures (individual stars, star associations, star clusters, etc.) to those ones concerning large structures such as galaxy arms. As for the region of our interest -the whole Vela Gum area- it contains prominent astronomical structures projected against its areal surface such as the Vela OB2 and OB1 associations, the Vela Supernovae Remnant, the Vela Pulsar and the Vela Molecular Ridge. The emission region overlaps too with the IRAS Vela Shell located close to the south. The stellar population connected with some of these features has been examined recently (Cantat-Gaudin et al., 2019). However, a reanalysis of the fundamental parameters of open clusters is urgently needed if we want to have an improved picture of the galaxy substructures beyond the Gum Nebula (e.g. confirming the Perseus arm existence). To handle *Gaia* data in Gum Nebula, we have specific computational tools to analyze them without requiring personal supervision and thus obtain homogeneous results (Perren et al., 2015); (Pera et al., 2021).

## 2. The data

Parallaxes, proper motions,  $G$  magnitudes, and colors ( $B_p$ - $R_p$ ) for cluster stars in the Vela Gum were down-

loaded for 52 out of about two hundred clusters under investigation. A script was used to query all data in the EDR3 catalog within a circle centered on the published coordinates of each cluster.

## 3. Description of the method

Cluster by cluster, an analysis of membership was made with pyUpmask ((Pera et al., 2021)), a python code that has been designed to distinguish between member and non-member stars of a cluster. This is, the process yields the individual probability that the star is a cluster member. Previously, stellar parallaxes were corrected using the procedures described in (Lindgren et al., 2021).

Those stars with the highest probabilities were then analyzed using the ASteCA code ((Perren et al., 2015)) to get the fundamental cluster parameters (age, distance, mean proper motions and color excess, total mass and metal content). ASteCA does this, by comparing the color-magnitude diagrams of likely members with synthetic clusters from Parsec ((Bressan et al., 2012)). The procedure implies thousand iterations.

As an example, we show in Fig. 1 the estimation of mean cluster parallax and the best fitting with synthetic clusters for NGC 2818 (upper panels) and Melotte 66 (lower panels). The red isochrone curve is for visual guidance only and means that there is no fit. In Table 1 we inform the results for 52 open clusters, where the second column shows the cluster distance from our mean parallax, the fifth column is for the ASteCA analysis, the sixth for distances from (Dias et al., 2021) and

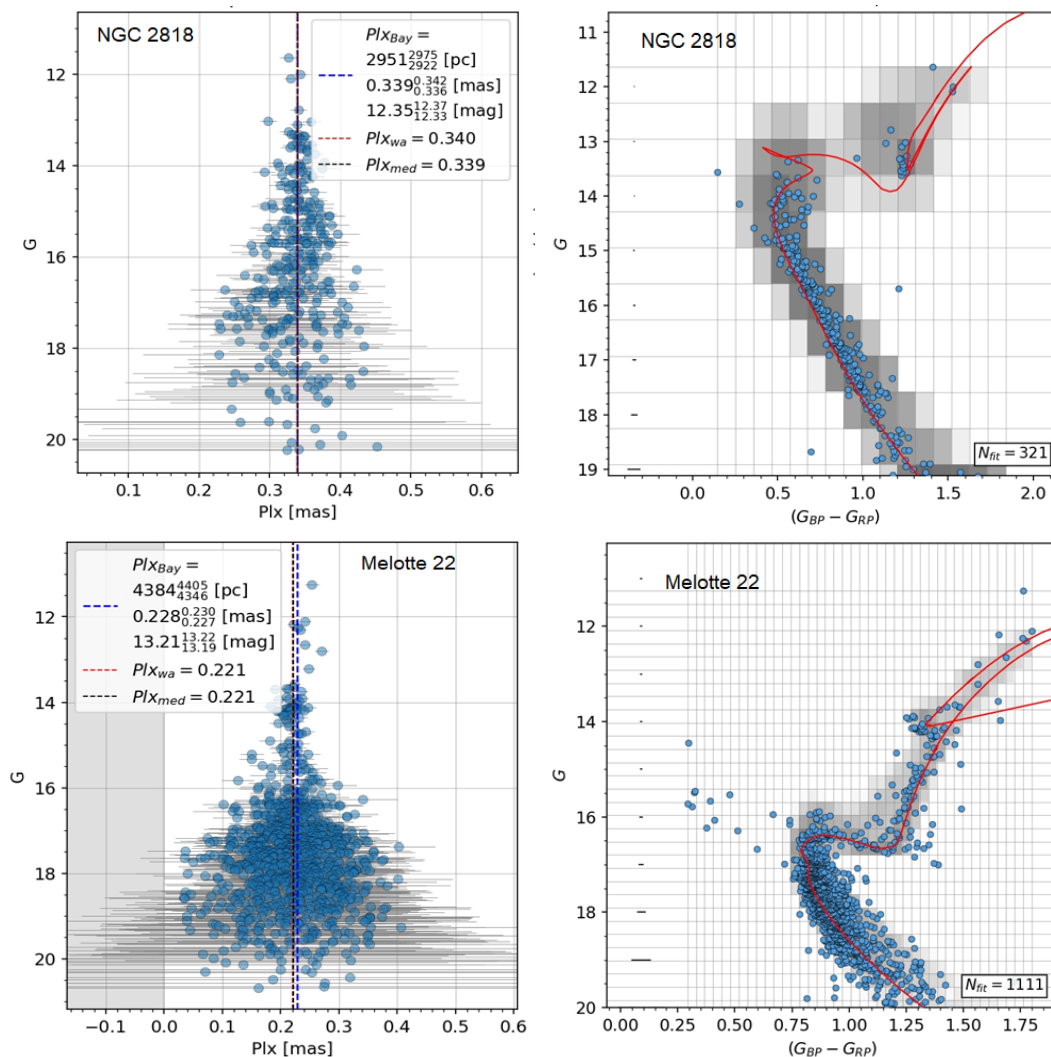


Figure 1: Parallax and photometric analysis for NGC 2818 (upper panels) and Melotte 66 (lower pannels).  $Plx_{Bay}$  indicates the Bayes parallax,  $Plx_{wa}$  is the parallax weighted average and  $Plx_{med}$  the median.

the seventh is the  $\log(\text{age})$  of the cluster calculated by ASteCA.

#### 4. Conclusions

In this article we present the first and very preliminary results of a study based on the re-analysis of many open clusters projected against the Gum Nebula. Our project will continue with the study of all the clusters detected in this region, currently around 200, which will allow us to complete an improved image of the substructures of the galaxy beyond the Gum Nebula.

*Acknowledgements:* This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement.

*cosmos.esa.int/gaia*), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement.

#### References

- Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
- Cantat-Gaudin T., et al., 2019, A&A, 626, A17
- Dias W.S., et al., 2021, MNRAS, 504, 356
- Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
- Lindegren L., et al., 2021, A&A, 649, A4
- Pera M.S., et al., 2021, A&A, 650, A109
- Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
- Riello M., et al., 2021, A&A, 649, A3



Table 1: Distances in pc calculated with parallax (dPlx) and with photometry (dPhot). Proper motions in right ascension (pmra) and declination (pmd).  $D$  represents the distances in pc from (Dias et al., 2021). Age calculated for the open clusters under investigation ( $\log t$ ) is indicated.

CLUSTER	dPlx	pmra	pmd	dPhot	$D$	$\log t$
TRUMPLER 9	2500	-3.4	3.1	2517	2907	8.0
HAFFNER 19	4160	-2.6	2.7	3197	6289	7.1
NGC 2453	4011	-2.4	3.4	3661	4545	8.2
HAFFNER 14	3603	-1.8	1.8	3075	4329	8.4
NGC 2483	3955	-2.3	3.3	3936	–	8.4
HAFFNER 21	3044	-1.4	1.6	3093	3534	8.7
RUPRECHT 35	3443	-2.3	3.2	2824	4098	8.4
NGC 2489	1882	-2.5	2.2	1767	2128	8.7
HAFFNER 22	2567	-1.6	3.0	2893	3021	9.3
HAFFNER 17	3267	-1.2	1.9	1964	4115	8.6
HAFFNER 15	3416	-2.2	3.3	2758	4237	8.1
RUPRECHT 50	2245	-1.8	2.4	3129	2421	8.3
RUPRECHT 47	3337	-2.5	2.7	3062	4149	8.5
NGC 2571	1279	-4.9	4.3	1099	1383	8.0
RUPRECHT 48	3471	-2.5	2.9	3597	4132	8.3
RUPRECHT 52	3603	-2.5	2.8	5686	–	8.4
NGC 2587	2911	-4.2	3.6	2703	3300	8.7
HAFFNER 26	2770	-1.6	2.4	3276	3279	8.7
NGC 2567	1648	-2.9	2.7	1809	1855	8.7
NGC 2580	3950	-2.3	1.9	4607	5102	8.8
RUPRECHT 31	4146	-1.6	2.0	9020	–	9.6
RUPRECHT 58	2962	-2.6	1.4	3568	3745	8.6
NGC 2627	1705	-2.3	3.0	2360	1916	8.6
NGC 2588	4228	-1.9	2.6	4432	5181	8.8
RUPRECHT 59	4581	-2.6	3.2	5508	–	8.0
RUPRECHT 61	3357	-2.5	3.8	3293	3584	9.0
RUPRECHT 152	4549	-1.3	2.2	10725	–	8.6
NGC 2477	1388	-2.4	0.8	1208	1499	9.1
ASCC 45	3699	-2.9	3.2	4615	–	8.3
NGC 2658	3831	-2.4	2.3	4009	5076	8.8
NGC 2579	4118	-2.5	3.2	5174	–	8.3
NGC 2635	4595	-2.5	2.2	4831	6944	8.5
RUPRECHT 68	2778	-2.6	5.6	2661	3322	9.3
PISMIS 3	2123	-4.7	6.7	1407	2463	9.5
RUPRECHT 66	3668	-3.1	3.1	4098	4484	9.1
PISMIS 2	3613	-4.7	5.4	2213	–	9.6
PISMIS 7	4578	-3.3	2.8	3727	6667	9.0
PISMIS 5	909	-5.4	4.5	817	963	7.4
RUPRECHT 72	4252	-3.5	3.3	7423	–	8.9
RUPRECHT 158	4111	-3.1	3.5	9298	–	8.3
MELOTTE 66	4392	-1.4	2.8	4630	5291	9.5
RUPRECHT 64	902	-5.6	3.7	692	–	7.2
NGC 2818	2947	-4.4	4.5	3138	3610	9.0
NGC 2671	1353	-1.5	1.0	808	1451	9.3
BH 37	3602	-3.5	4.0	3141	3922	8.7
RUPRECHT 74	3175	0.0	3.3	4375	–	9.1
RUPRECHT 60	4020	-3.8	5.5	5265	5376	8.8
NGC 2659	1879	-4.3	3.0	1555	2299	8.7
RUPRECHT 71	1877	-5.2	4.6	1862	2049	7.6
NGC 2670	1433	-5.3	3.7	1791	1536	7.8
COLLINDER 205	1777	-4.8	4.0	1269	2198	7.0



# Interacciones galácticas: mecanismo primordial en la evolución de las galaxias

S. Alonso<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Departamento de Geofísica y Astronomía, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*

*Contacto* / solalonsog@gmail.com

**Resumen** / Este artículo se basa en el estudio de sistemas de galaxias pares en interacción. Se analizan propiedades de galaxias pertenecientes a diferentes tipos de sistemas pares clasificados según el nivel de alteración morfológica asociado a la interacción. Además se muestra un análisis de fusiones menores y mayores, estudiando la dependencia de las características de las galaxias en estos diferentes tipos de sistemas. Asimismo, se han realizado diversos estudios con el fin de evaluar el rol del entorno local y global en las interacciones, basados en el análisis de sistemas pares en diferentes ambientes de densidad y en el estudio de la alineación del eje que conecta las galaxias miembros de los sistemas pares con los filamentos cósmicos donde residen. Para complementar los estudios anteriores, se presentan investigaciones respecto al efecto de las fusiones e interacciones galácticas sobre la actividad nuclear central en galaxias de núcleos activos (AGN), a partir de estudios estadísticos de AGN en sistemas pares en interacción, en comparación con AGN sin compañeras cercanas. Todos estos estudios muestran claramente que las interacciones galácticas son un eficiente mecanismo que producen importantes modificaciones en las propiedades de las galaxias y desempeñan un papel fundamental en la evolución de las mismas.

**Abstract** / This article is based on the study of interacting galaxy pairs. Properties of galaxies belonging to different types of pair systems are analyzed, classified according to the level of morphological alteration associated with the interaction. In addition, an analysis of minor and major mergers is shown, studying the dependence of the galaxy characteristics in these different types of systems. Moreover, several investigations have been carried out in order to evaluate the role of the local and global density environments in the interaction, based on the study of pair systems in different environments and on the analysis of the alignment of the axis that connects the member galaxy pairs with the cosmic filaments where they reside. To complement previous studies, we analyse the effect of mergers and interactions on the central nuclear activity in active galactic nuclei galaxies (AGN), based on statistical studies of AGN in interacting pairs, in comparison with AGN without close companions. All these studies clearly show that galactic interactions are an efficient mechanism that produce important modifications in galaxy properties and play a fundamental role in their evolution.

*Keywords* / galaxies: interactions — galaxies: evolution — galaxies: statistics

## 1. Introducción

En los últimos tiempos los grandes telescopios y satélites espaciales han develado fascinantes imágenes de interacciones galácticas. Las diversas peculiaridades mostradas por estos objetos nos colman de preguntas y nos han motivado a realizar estudios exhaustivos de estos interesantes sistemas desde distintos puntos de vista.

En la actualidad el paradigma cosmológico de formación de estructuras define que las galaxias se formaron por agregación jerárquica. En este contexto, las interacciones galácticas juegan un rol fundamental en la formación y evolución de las galaxias en el Universo (Woods & Geller, 2007). Diversos estudios a partir de simulaciones numéricas (Barnes & Hernquist, 1996; Mihos & Hernquist, 1996) muestran que las galaxias crecen cuando se fusionan con otras galaxias. En este escenario, las colisiones de galaxias de masas comparables se espera que sean las más violentas, sin embargo las interacciones entre galaxias y compañeras menores son más comunes, debido a que las galaxias de baja masa son más frecuentes en el Universo.

Asimismo, las interacciones y fusiones son eficientes

mecanismos que modifican diversas propiedades de las galaxias, tales como la distribución de masa, la actividad de formación estelar, las morfologías, etc. El trabajo pionero de Toomre & Toomre (1972) muestra que las interacciones pueden transformar galaxias espirales e irregulares en galaxias elípticas o S0s. Posteriormente, simulaciones numéricas más sofisticadas (eg. Hernquist & Mihos, 1995; Mihos & Hernquist, 1996; Barnes & Hernquist, 1996) mostraron que en el proceso de fusión galáctica, el gas puede experimentar torques producidos por la compañera con un sustancial aumento de la densidad del gas, lo cual provoca estallidos abruptos de formación estelar.

Desde el punto de vista observacional, diversos trabajos evidencian que las interacciones afectan la actividad de formación estelar tanto en galaxias del Universo local como a mayor *redshift* (Yee & Ellingson, 1995; Kennicutt, 1998; Barton et al., 2000; Petrosian et al., 2002; Shah et al., 2020). Asimismo se observa que durante los procesos de interacciones galácticas el gas removido puede ser transportado hacia las regiones más internas de las galaxias alimentando los agujeros negros

centrales de galaxias de núcleos activos (AGN, por sus siglas en inglés) (Alonso et al., 2007). Además, Le Fèvre (2000) encuentran claras señales de que el número de sistemas en interacción aumenta con el *redshift*, respaldando el modelo jerárquico de formación de estructuras.

Motivados por estos diversos trabajos es que llevamos varios años estudiando e investigando las interacciones galácticas con el propósito de contribuir a develar algunas de las incógnitas que esconden estos interesantes sistemas. En este sentido hemos analizado, desde distintos puntos de vista, muestras de sistemas pares en interacción construidas a partir del relevamiento Sloan Digital Sky Survey (SDSS; York et al., 2000). SDSS representa un ambicioso proyecto que ha obtenido una gran cantidad de imágenes y espectros en cinco longitudes de onda (u, g, r, i y z) desde los 3000Å a los 10000Å Fukugita et al. (1996); Hogg et al. (2004) con un telescopio de 2.5m de diámetro ubicado en el Observatorio de Monte Apache, Nuevo México. Los datos de la segunda etapa, SDSS-II, incluyen 230 millones de objetos celestes detectados en 8400 grados cuadrados con imágenes y espectros de 930000 galaxias. Este relevamiento nos ha brindado inmensos flujos de datos que nos han permitido realizar análisis estadísticos sustentables obteniendo confiables conclusiones.

El presente artículo se organiza en las siguientes Secciones. La segunda Sección define la selección de los sistemas pares, incluyendo la construcción de muestras de control. En la Sección 3 se describen los distintos tipos de sistemas pares. Se presentan diversos estudios sobre la relación entre las interacciones y los ambientes de densidad local y global en la Sección 4. En la Sección 5 se detalla el efecto de las fusiones galácticas sobre la actividad nuclear en galaxias AGN y finalmente en la última Sección se resumen las principales conclusiones. En este artículo, utilizamos los siguientes parámetros cosmológicos:  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ h}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.3$  y  $\Omega_\lambda = 0.7$ .

## 2. Selección de sistemas pares

Con el propósito de obtener un catálogo adecuado de sistemas de galaxias pares en interacción, se realizó un análisis basado en el estudio de la variación de la actividad de formación estelar respecto a la cercanía de la galaxia compañera. La muestra fue obtenida a partir del relevamiento SDSS, considerando galaxias del Universo Local, dentro de un rango de *redshift*,  $z < 0.1$ .

Para ello se utilizó el parámetro que mide la razón de formación estelar (*stellar birth rate parameter*),  $b = SFR / \langle SFR \rangle$ , que provee una medida del nivel de formación estelar presente respecto a la formación estelar media histórica de la galaxia. Asimismo este parámetro correlaciona adecuadamente con el tipo morfológico, donde los mayores valores de  $b$  se observan en galaxias tipo tardías, que presentan mayor actividad de formación estelar (Kennicutt, 1998).

Para obtener límites confiables de distancia proyectada,  $r_p$ , y velocidad relativa,  $\Delta V$ , en la selección de sistemas pares, se analizó la actividad de formación estelar de una muestra de galaxias en regiones concéntricas dentro de  $r_p < 1 \text{ Mpc } h^{-1}$  y  $\Delta V < 1000 \text{ km } s^{-1}$ . Este estudio se muestra en la Fig.1, con el parámetro

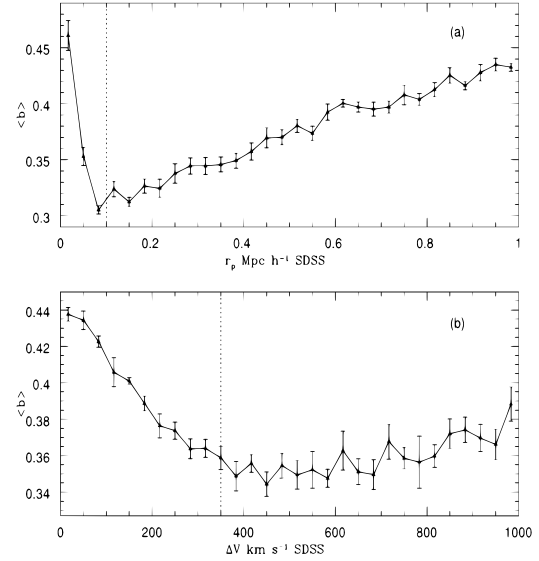


Figura 1: Tasa de formación estelar media  $\langle b \rangle = SFR / \langle SFR \rangle$  en función de la distancia proyectada,  $r_p$  (a) y de la velocidad relativa,  $\Delta V$  de las galaxias vecinas de SDSS dentro de  $r_p < 1000 \text{ kpc } h^{-1}$  y  $\Delta V < 1000 \text{ km } s^{-1}$ . Figura reproducida con permiso de Sol Alonso et al. (2006)

$\langle b \rangle$  como función de  $r_p$  y  $\Delta V$ . Puede apreciarse una clara tendencia en las galaxias cercanas a tener mayor actividad de formación estelar, encontrando un aumento significativo de  $b$  para galaxias con compañeras vecinas dentro de  $r_p < 100 \text{ kpc } h^{-1}$  y  $\Delta V < 350 \text{ km } s^{-1}$ . Este análisis indica que estos valores representan un límite adecuado para la selección de sistemas pares, mostrando que dentro de esta región la formación de estrellas comienza a ser más eficiente debido a los efectos producidos por la presencia de la galaxia compañera (Sol Alonso et al., 2006).

Considerando estos adecuados umbrales de  $r_p$  y  $\Delta V$  para seleccionar sistemas pares, se han obtenido muestras de  $\approx 5000$  sistemas en interacción, lo que representa una fracción del  $\approx 5\%$  de galaxias del Universo Local ( $z < 0.1$ ) formando este tipo de sistemas.

### 2.1. Muestras Control

Con el fin de realizar un adecuado estudio del efecto que producen las interacciones galácticas sobre las propiedades de las galaxias, realizamos la construcción de muestras de comparación.

La fiabilidad de los resultados dependen de los detalles de la construcción de las muestras control, por lo que es de suma importancia la obtención adecuada de estos catálogos (Pérez et al., 2009).

La construcción de las muestras control se realiza mediante el uso del algoritmo Monte Carlo, obteniendo para cada par de galaxias, otras dos galaxias sin compañeras cercanas dentro de  $r_p < 100 \text{ kpc } h^{-1}$  y  $\Delta V < 500 \text{ km } s^{-1}$ . Asimismo, se requiere que la muestra presente similares distribuciones de  $z$ ,  $M_r$ , morfología\* y

\*Obtenida a partir del parámetro de concentración definido como  $C = r_{90}/r_{50}$ .

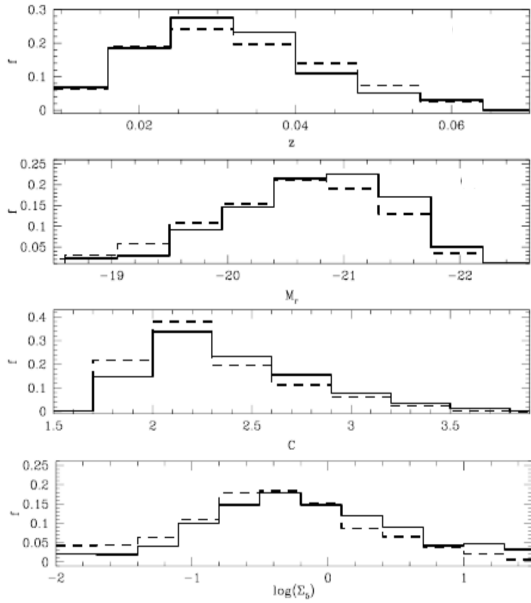


Figura 2: Distribuciones de *redshift*,  $z$ , magnitud absoluta en la banda  $r$ ,  $M_r$ , parámetro de concentración,  $C$  y parámetro de densidad ambiental,  $\Sigma_5$ , para galaxias en sistemas pares (líneas sólidas) y de la muestra control (líneas cortadas).

ambiente de densidad local,  $\Sigma_5^{**}$  (ver Fig.2).

De esta forma se obtiene una muestra control robusta y adecuada para poder comparar los efectos de las interacciones sobre las diferentes propiedades de las galaxias.

### 3. Tipos de interacciones

Comenzando con el estudio de los sistemas pares se pueden distinguir distintos tipos de interacciones galácticas.

A partir de las imágenes fotométricas que provee SDSS y considerando el nivel de alteración morfológica asociado a la interacción clasificamos los sistemas pares en las siguientes tres categorías (Alonso et al., 2007; Lambas et al., 2012):

- Pares con evidencia de procesos en fusión (*merging pairs*= $M$ )
- Pares que muestran puentes y corrientes de marea, pero no necesariamente están en fusión (*tidal pairs*= $T$ )
- Pares que no muestran morfologías distorsionadas (*non disturbed pairs*= $N$ )

Sugerimos que este esquema de clasificación indica diferentes fases evolutivas en el proceso de interacción galáctica. En primer lugar ambas galaxias del sistema están cercanas entre si, sin mostrar efectos visibles (*pares N*). Luego, debido a las fuerzas *tidales* y de gravedad se acercan, produciendo alteraciones morfológicas tales como puentes y corrientes de marea (*pares T*). Finalmente, en el caso que la galaxia no logre escapar de la

\*\*Parámetro de densidad local definido como:  $\Sigma_5 = 5/\pi * d_5^2$ , donde  $d_5$  es la distancia al quinto vecino más cercano dentro de un umbral de luminosidad,  $M_r < -20.5$ .

fuerza de la compañera, se produce el proceso de fusión galáctica (*pares M*). La Fig.3 muestra ejemplos de esta clasificación.

Además, considerando la relación entre las masas y luminosidades de las galaxias miembro de los sistemas pares, los clasificamos en fusiones menores (pares compuestos por una galaxia principal y una satélite) y mayores (sistemas formados por dos galaxias de similar masa y luminosidad) (ver Fig.4).

La Fig. 5 muestra la tasa de formación estelar global media,  $\langle (SFR_1 + SFR_2) \rangle$ , en función de la masa total del sistema,  $M_1 + M_2$ , en interacciones mayores y menores con y sin distorsiones morfológicas. Se puede observar un claro aumento de la actividad de formación estelar global en sistemas mayores que presentan distorsiones en sus morfologías ( $M$  y  $T$ ) respecto a los sistemas pares menores y a los que no presentan alteraciones morfológicas. Asimismo, en todos los casos los distintos tipos de interacciones presentan un incremento en la actividad de formación estelar respecto a las galaxias de la muestra de comparación.

Por otro lado, para los sistemas pares interactuantes con puentes de marea,  $T$ , formados por dos galaxias espirales se realizó una sub-clasificación teniendo en cuenta el sentido de rotación de los brazos espirales de las galaxias miembro, en los siguientes tipos:

- Sistemas Co-rotantes: ambas galaxias muestran el mismo patrón de rotación espiral.
- Sistemas Contra-rotantes: las galaxias miembro del sistema presentan sentido de rotación espiral opuesto.

En la Fig.6 se muestran ejemplos de estas sub-clasificaciones.

A partir del análisis de estos sistemas se encontró que los pares contra-rotantes tienen mayor tasa de formación estelar, colores más azules y una población estelar más joven respecto a las galaxias en sistemas pares que tienen el mismo sentido de rotación. Asimismo, el número de sistemas co-rotantes es del orden de dos veces el número de pares contra-rotantes, lo cual podría deberse a una evolución más rápida y violenta de estos sistemas, además de posibles diferentes condiciones iniciales. Ver (Mesa et al., 2014) para mayores detalles.

### 4. Interacciones y entorno

En esta sección se presenta un análisis, de manera general, de la influencia del entorno local y global sobre las propiedades de las galaxias en interacción.

#### 4.1. Ambiente de densidad local

Se presenta un estudio del efecto de las interacciones galácticas en distintos entornos, considerando ambientes de baja, media y alta densidad local. En este contexto, los diferentes ambientes se obtienen a partir del parámetro de densidad local,  $\Sigma_5$ , y podrían considerarse como: campo (ambiente de baja densidad), grupos de baja masa (ambiente de densidad media) y grupos masivos o cúmulos de galaxias (ambiente de alta densidad).

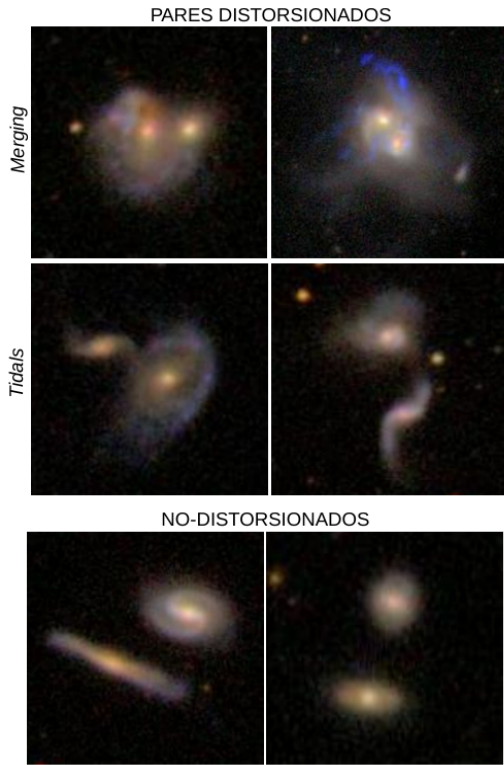


Figura 3: Ejemplos de sistemas pares clasificados según el nivel de alteración morfológica asociado a la interacción. Figura reproducida con permiso de Alonso et al. (2007)

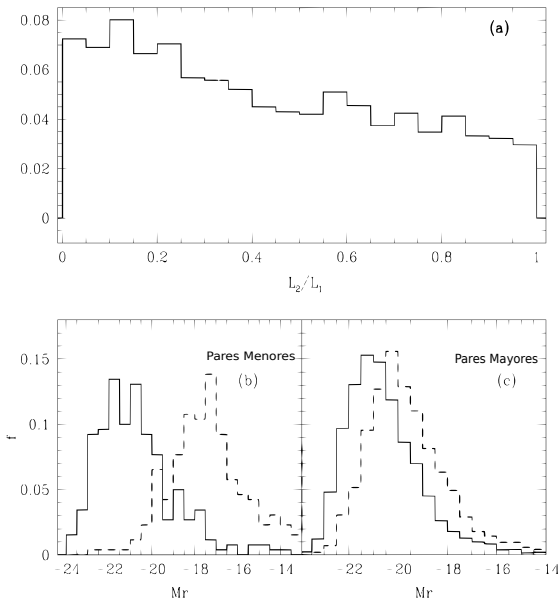


Figura 4: *Panel superior* (a): distribución del cociente de luminosidades entre las galaxias miembro de los sistemas pares ( $L_2/L_1$ ). *Paneles inferiores*: distribuciones de  $M_r$  de cada galaxia miembro de los sistemas menores (b) y mayores (c). Figura reproducida con permiso de Lambas et al. (2012).

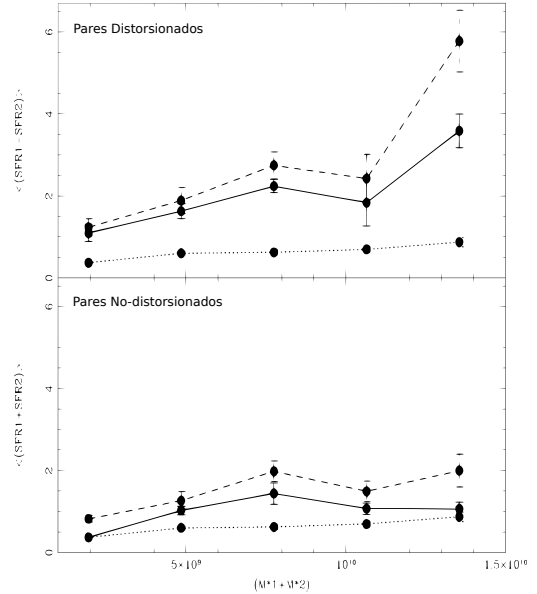


Figura 5: Tasa de formación estelar global media,  $\langle (SFR_1 + SFR_2) \rangle$ , en función de la masa total,  $M_1 + M_2$ , en sistemas mayores (líneas cortadas) y menores (líneas sólidas), con y sin distorsiones morfológicas (*panel superior e inferior*, respectivamente). Las líneas de puntos representan las galaxias de la muestra control. Figura reproducida con permiso de Lambas et al. (2012).

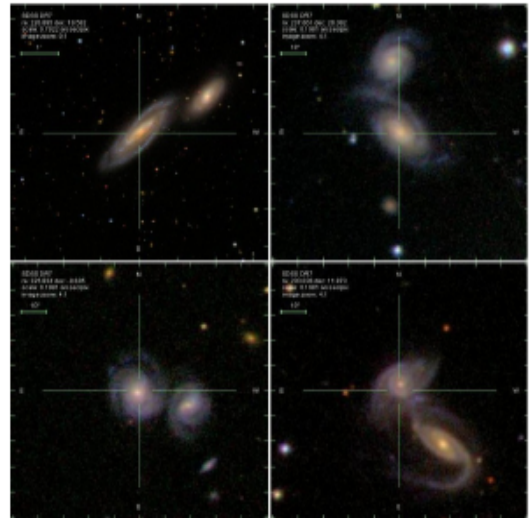


Figura 6: Ejemplos de sistemas pares co-rotantes (*it paneles superiores*) y contra-rotantes (*paneles inferiores*). Figura reproducida con permiso de Mesa et al. (2014).

Se observa un mayor porcentaje de sistemas pares habiando ambientes de densidad media, donde la fracción de galaxias es significativa y las velocidades son del orden de  $400 \text{ km s}^{-1}$ , lo que propicia un favorable entorno para las interacciones galácticas.

La Fig. 7 muestra la fracción de galaxias con alta actividad de formación estelar en función de  $r_p$  y  $\Delta V$  en los distintos entornos ambientales, respecto a galaxias de las muestras control (líneas horizontales). Se puede

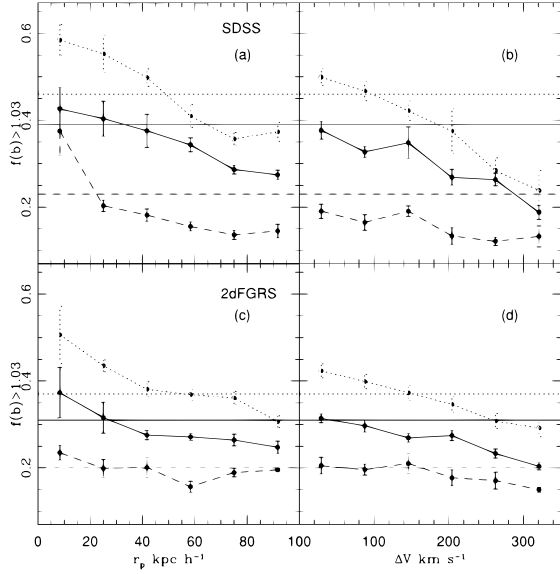


Figura 7: Fracción de galaxias con alta actividad de formación estelar en función de  $r_p$  (paneles de la izquierda) y  $\Delta V$  (paneles de la derecha) en ambientes de baja (líneas de puntos), media (líneas sólidas) y alta densidad (líneas cortadas). Las líneas horizontales representan las galaxias de las muestras de control. Figura reproducida con permiso de Sol Alonso et al. (2006).

observar que las galaxias en interacción son más efectivas en producir estallidos de formación estelar a medida que las galaxias presentan mayor cercanía en distancia proyectada y velocidad relativa. Esta tendencia es más importante en bajos y moderados medios de densidad. En entornos más poblados la tendencia es observada en galaxias miembro de sistemas pares más cercanas que  $r_p < 15 \text{ kpc } h^{-1}$ , respecto a la muestra control.

Además estos resultados se reflejan en otras propiedades tales como colores, edad de la población estelar y metalicidad, indicando que en diferentes ambientes de densidad local las interacciones juegan un rol fundamental en modificar las propiedades de las galaxias.

Ver (Alonso et al., 2004; Sol Alonso et al., 2006; Alonso et al., 2012) para mayores detalles.

#### 4.2. Ambiente de densidad global

La estructura en gran escala del Universo está formada por una Red Cósmica compuesta por filamentos y vacíos cósmicos. En este contexto, se torna de gran interés estudiar el efecto del ambiente global en distintos sistemas de galaxias.

Con el propósito de analizar la relación de las interacciones galácticas y el entorno global, se realizó un estudio de la alineación entre el eje que conecta el par de galaxias de los sistemas y el filamento cósmico anfitrión (ver esquema de la Fig. 8).

A partir de este análisis se encontró una clara alineación entre los ejes que unen ambas galaxias de los sistemas pares y la columna central de los filamentos. Además, los sistemas pares compuestos por dos galaxias elípticas exhiben una alineación más fuerte, mostrando

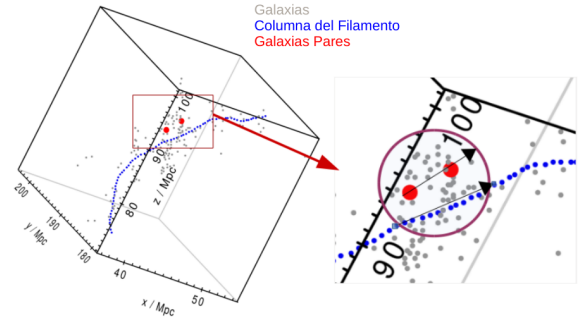


Figura 8: Esquema representativo de la alineación observada entre el eje que conecta las galaxias de los sistemas pares y la columna del filamento cósmico al que pertenecen.

una mayor señal de alineación en pares más cercanos a  $200 \text{ kpc } h^{-1}$  de la columna del filamento.

Estos hallazgos muestran que las estructuras a gran escala juegan un papel fundamental en la dirección de acreción galáctica, reflejada en sistemas pares que exhiben una alineación preferencial a lo largo de la dirección del filamento cósmico anfitrión. Un detallado estudio de este tópico se muestra en Mesa et al. (2018).

### 5. Efecto de las interacciones en la actividad nuclear

Tomando en consideración que las interacciones galácticas modifican diferentes propiedades y características de las galaxias, en esta sección se presenta un estudio de la influencia de este mecanismo en galaxias de núcleos activos en distintos tipos de sistemas pares, en contraparte con AGN aisladas (muestra control).

En la Fig. 9 se puede apreciar que la actividad nuclear (obtenida de la luminosidad de la línea  $[OIII] \lambda 5007$  corregida por polvo,  $Lum[OIII]$ ) de AGN con fuertes características de interacción es significativamente mayor que la de otros AGN, ya sea en galaxias pares o sin compañeras cercanas de la muestra control. En la misma dirección, la tasa de acreción,  $R = Lum(OIII)/M_{BH}$  ( $M_{BH}$ : masa del agujero negro), refleja el mismo resultado, indicando que las AGN en pares en procesos de fusión ( $M$ ) están alimentando activamente sus agujeros negros. Mayores detalles de este estudio se muestran en Alonso et al. (2007).

En general, se conoce que los principales mecanismos de alimentación de agujeros negros centrales supermasivos (SMBH, por sus siglas en inglés) están relacionados con perturbaciones dinámicas. En esta dirección, además de las interacciones y fusiones, las barras galácticas representan un claro mecanismo que induce el incremento de la actividad nuclear en AGN (Alonso et al., 2013, 2014, 2018). Analizar el efecto conjunto de ambos procesos sobre la alimentación de los SMBH resulta de sumo interés. La Fig. 10 muestra la  $Lum(OIII)$  media en función de  $r_p$  para galaxias sin barras en sistemas pares, AGN con barras en interacción y AGN de la muestra control (compuesta por galaxias de núcleos acti-

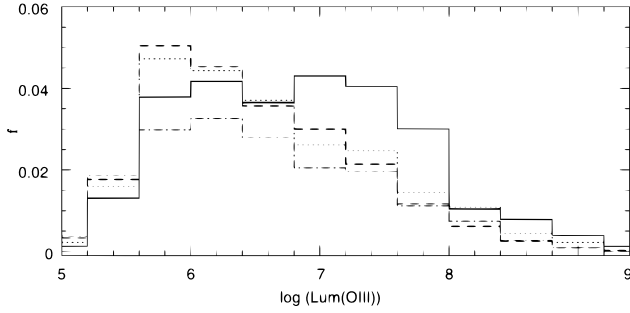


Figura 9: Distribución de la  $Lum(OIII)$  de galaxias AGN en sistemas pares en proceso de fusión ( $M$ , línea sólida), pares con puentes de marea ( $T$ , línea cortada), pares sin distorsiones morfológicas ( $N$ , línea de puntos) y AGN de la muestra control (línea de puntos y rayas). Figura reproducida con permiso de Alonso et al. (2007).

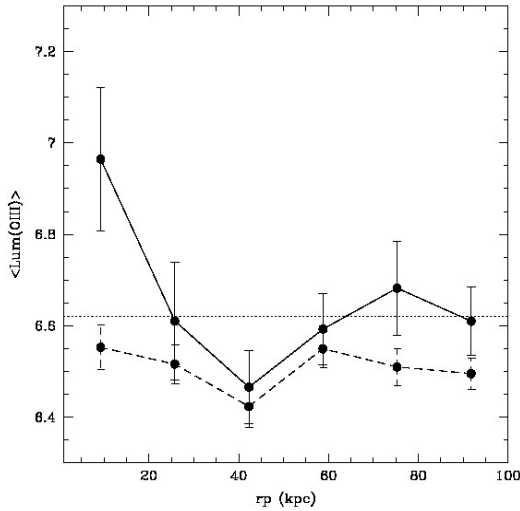


Figura 10:  $\langle Lum(OIII) \rangle$  en función de  $r_p$  para AGN sin barras en sistemas pares (línea cortada), AGN con barras en sistemas pares (línea sólida) y AGN de la muestra control (línea de puntos). Figura reproducida con permiso de Alonso et al. (2022, en preparación).

vos que no presentan barras y sin compañeras cercanas) (Alonso et al. 2022, en preparación). Puede observarse que la co-existencia de ambos mecanismos (barras + interacciones) se potencian, produciendo un incremento extra en la actividad nuclear central de los agujeros negros supermasivos. Este efecto es más notable en sistemas pares con menores distancias entre las galaxias miembro. El presente resultado indica que ambos mecanismos son altamente eficientes en el transporte de material hacia la región central de las galaxias AGN y se potencian cuando trabajan en conjunto.

## 6. Conclusiones

A partir de los diversos estudios de las interacciones galácticas descritos en las secciones previas, podemos resumir los principales resultados en las siguientes conclusiones.

Respecto al análisis de los distintos tipos de interacciones enumeramos a continuación los principales resultados:

- La eficiencia global en la formación de nuevas generaciones de estrellas es notablemente más eficiente en pares mayores (compuestos por galaxias de similar masa). Además, es más significativo en sistemas que presentan distorsiones morfológicas (*merging y tidal pairs*).
- El número de sistemas co-rotantes es  $\approx$  dos veces el número de pares contra-rotantes. Asimismo, los sistemas contra-rotantes presentan mayor tasa de formación de estrellas, colores más azules y poblaciones estelares más jovenes que los sistemas co-rotantes.

En relación a los estudios de las interacciones galácticas en diferentes ambientes de densidad, se obtienen las siguientes conclusiones:

- Los ambientes de densidad media, tales como grupos de baja masa, representan el entorno más favorable para el desarrollo de las interacciones galácticas.
- En diferentes entornos de densidad ambiental, las interacciones juegan un rol fundamental en modificar las propiedades de las galaxias.
- Se observa una significativa alineación entre el eje que conecta las galaxias del par y la columna del filamento cósmico anfitrión. Esta tendencia es más importante en pares compuestos por dos galaxias elípticas y que se ubican más cercanas a  $200 \text{ kpc } h^{-1}$  de la columna del filamento.

En cuanto al análisis del efecto de las interacciones en la actividad nuclear central de galaxias AGN, podemos resumir los siguientes principales resultados:

- Las interacciones impulsan flujos de gas hacia las regiones más internas de las galaxias, produciendo un incremento en la actividad nuclear central y aumento en la tasa de acreción de los agujeros negros supermasivos.
- La co-existencia de ambos mecanismos: interacciones galácticas y estructuras de barras, se potencian produciendo un incremento extra en la actividad nuclear de agujeros negros supermasivos en galaxias AGN con barras y en sistemas pares.

Los diversos resultados obtenidos indican que las interacciones galácticas representan un importante mecanismo que alteran diversas propiedades de las galaxias a lo largo del tiempo que dure el proceso de fusión. Durante este periodo el gas es removido, cambiando su densidad y produciendo flujos de material que estallan en brotes de formación de nuevas generaciones de estrellas e impulsan la actividad nuclear central de galaxias AGN. Todos estos efectos se observan reflejados en cambios sobre la morfología, colores, química estelar, etc. El efecto de las interacciones se observa potenciado en galaxias con mayor contenido de gas, generalmente ubicadas en el campo, sin embargo la intensidad del proceso de interacción también abarca a galaxias de distintas morfologías que habitan tanto ambientes de baja como alta densidad local. En este contexto, las fusiones e interacciones aceleran la evolución galáctica, representando un rol crucial en el desarrollo de las mismas, y con una

extrapolación global en el proceso de evolución de las estructuras en el Universo.

## Referencias

- Alonso M.S., Coldwell G., Lambas D.G., 2013, *A&A*, 549, A141
- Alonso M.S., et al., 2004, *MNRAS*, 352, 1081
- Alonso M.S., et al., 2007, *MNRAS*, 375, 1017
- Alonso S., Coldwell G., Lambas D.G., 2014, *A&A*, 572, A86
- Alonso S., et al., 2012, *A&A*, 539, A46
- Alonso S., et al., 2018, *A&A*, 618, A149
- Barnes J.E., Hernquist L., 1996, *ApJ*, 471, 115
- Barton E.J., Geller M.J., Kenyon S.J., 2000, *ApJ*, 530, 660
- Fukugita M., et al., 1996, *AJ*, 111, 1748
- Hernquist L., Mihos J.C., 1995, *ApJ*, 448, 41
- Hogg D.W., et al., 2004, *ApJL*, 601, L29
- Kennicutt Robert C. J., 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Lambas D.G., et al., 2012, *A&A*, 539, A45
- Le Fèvre O., 2000, A. Mazure, O.èvre@, V. Le Brun (Eds.), *Clustering at High Redshift, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 200, 47
- Mesa V., et al., 2014, *MNRAS*, 438, 1784
- Mesa V., et al., 2018, *A&A*, 619, A24
- Mihos J.C., Hernquist L., 1996, *ApJ*, 464, 641
- Petrosian A., et al., 2002, *AJ*, 123, 2280
- Pérez J., Tissera P., Blaizot J., 2009, *MNRAS*, 397, 748
- Shah E.A., et al., 2020, *ApJ*, 904, 107
- Sol Alonso M., et al., 2006, *MNRAS*, 367, 1029
- Toomre A., Toomre J., 1972, *ApJ*, 178, 623
- Woods D.F., Geller M.J., 2007, *AJ*, 134, 527
- Yee H.K.C., Ellingson E., 1995, *ApJ*, 445, 37
- York D.G., Adelman J., et al. A., 2000, *AJ*, 120, 1579

El financiamiento para SDSS ha sido proporcionado por la Fundación Alfred P. Sloan, las instituciones participantes, la Fundación Nacional de Ciencias y la Oficina de Ciencias del Departamento de Energía de EE. UU. El sitio web de SDSS es <http://www.sdss3.org/>.





# Characterizing the built-up of extended halos with planetary nebulae

A.I. Ennis<sup>1,2,3</sup>, J. Hartke<sup>3</sup> & F. Bian<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *European Southern Observatory, Chile*

Contact / ennis.ana@gmail.com

**Resumen** / Las nebulosas planetarias son comúnmente usadas como trazadores de los halos extendidos de galaxias debido que a sus líneas de emisión intensas permiten caracterizarlas incluso a grandes distancias. Distintos trabajos han mostrado que la pendiente de su función de luminosidad varía de acuerdo a la edad y metalicidad de las poblaciones estelares subyacentes, mientras que su frecuencia específica muestra grandes cambios en la transición entre el halo y la luz intracúmulo. Estas relaciones empíricas entre las nebulosas y las poblaciones estelares subyacentes no están enteramente entendidas, y detectar nebulosas en las regiones centrales de las galaxias, donde los métodos de detección clásicos presentan puntos ciegos, es clave para mejorar nuestro entendimiento de ellas. Presentamos resultados preliminares de la galaxia piloto de un proyecto que incluye el análisis de una muestra de galaxias de tipo temprano estudiadas utilizando datos de archivo de MUSE, centrados en sus regiones internas, donde el uso de espectroscopía de campo integrado nos permite descomponer las contribuciones estelar y nebulosa pese a la intensidad del brillo de la galaxia en estas regiones.

**Abstract** / Planetary nebulae are widely used as tracers of the extended halos of galaxies, since their bright emission lines make it easy to characterize them at large distances. The slope of their luminosity function has been shown to vary with the age and metallicity of the underlying stellar populations, while their specific frequency shows significant changes in the transition from halo to intra-cluster or intra-group light. These empirical relations are not properly understood yet, and detecting more planetary nebulae in the central regions of galaxies, where classical detection techniques are blind, is key to improving our understanding of these variations. We present preliminary results for the pilot galaxy of a project which consists of the analysis of MUSE data of the centres of a sample of early-type galaxies, where the use of integral-field spectroscopy allows us to decompose the stellar and nebular contributions despite the brightness of the region.

*Keywords* / galaxies: evolution — galaxies: kinematics and dynamics — planetary nebulae: general

## 1. Introduction

Planetary nebulae (PNe) are a late evolutionary stage of low- and intermediate-mass stars, which present a characteristic spectrum with no stellar continuum and intense emission lines. These features make them easy to identify, and it allows for their line-of-sight velocity to be individually measured at distances as large as that of the Coma Cluster (100 Mpc) (Gerhard et al., 2005). Because of this, they are excellent kinematic tracers of the halos of galaxies that are too distant for their resolved stellar populations to be followed-up spectroscopically.

Analysing the extended halos of early-type galaxies (ETGs) is highly relevant to understand the evolutionary processes of early-type galaxies (ETGs). There, we can find long-lasting dynamical signatures of accretion events, which dominate the second stage of ETG evolution (Oser et al., 2010). PNe are particularly useful for tracing the extended halos, where the diffuse stellar populations are too faint to be properly characterized in terms of their ages and metallicities. On the other hand, in the inner regions of galaxies the stellar background light is very bright, allowing for the direct determination of stellar population properties from the integrated light

but hampering the detection of PNe with classical methods. What is currently missing is a link between the age and metallicity of the underlying stellar populations and PN population properties such as their luminosity function and specific frequency. This will be the basis for exploiting PNe as tracers of the metallicities and ages of the accreted stellar populations at large radii, where only PN information is available.

The recent advances in integral-field spectroscopy make it possible for us to identify bright point-like sources like PNe in these crowded regions and to untangle their spectra from the stellar contribution. Using archival data from the MUSE IFS (Bacon et al., 2010), we aim to analyse PN populations in the inner regions of ETGs, with the goal of detecting sources in the blind spots present in previous catalogues performed using classical detection techniques. We present the preliminary results of our pilot study of the galaxy NGC 1387 in the Fornax cluster.

## 2. Detecting sources of emission lines

The main obstacle for the detection of PNe in the inner regions of ETGs is the intensity of the continuum. In or-

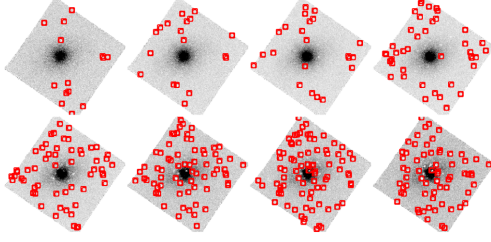


Figure 1: Some of the narrow-band images obtained by slicing the cube into  $1.25\text{\AA}$ -wide slices, centered on the [OIII]  $5007\text{\AA}$  line and covering a range of  $\pm 500$  km/s in total. The detected emission-line objects are overlaid with red squares.

der to subtract it as thoroughly as possible, we perform a polynomial fit to the spectra spaxel by spaxel.

Following the method described by Roth et al. (2021), we create slices from the continuum-subtracted cube with width  $1.25\text{\AA}$  (the narrowest-possible width given MUSE’s spectral resolution), chosen so that they cover the expected distribution of the velocity-shifted [OIII]  $5007\text{\AA}$  line (see Figure 1). This method increases the signal-to-noise ratio in each slice, allowing for the detection of faint emission-line objects even in the central regions. We detect point-like sources in each of these slices separately using SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) and classify sources as PN candidates that are detected in at least three adjacent slices. Once we have built our initial catalogue of PNe candidates, we extract their full spectra by performing aperture photometry slice-by-slice over the entire spectral range of  $4800\text{--}9300\text{\AA}$ . We define a ring around the source where we estimate the background level, and this new subtraction of the stellar continuum eliminates most residuals, giving us a clean spectrum for each source. From these spectra, we obtain the magnitudes for the source in all narrow-band filters of interest ([OIII],  $[H\alpha]$ , NII, SII).

### 3. Identifying interlopers

Because PNe are not the only [OIII] line emitters, we make use of diagnostic diagrams to discriminate among them and other possible sources. The most likely candidates are supernovae remnants (SNRs) and HII regions, though they are unlikely to appear since we are studying ETGs with old stellar populations. In Figure 3, we show a diagnostic diagram where we compare the ratio between the fluxes of different emission lines, following the classic criteria described by Ciardullo et al. (2002) to identify PNe. Overall, the 34 sources detected are divided into 15 PNe and 19 interlopers, spatially distributed as shown in Figure 2.

## 4. Results

### 4.1. Kinematics

Since we have already identified the [OIII] line for each of the PNe, we can easily obtain their line-of-sight velocity. In Figure 4 we show our sample and the existing

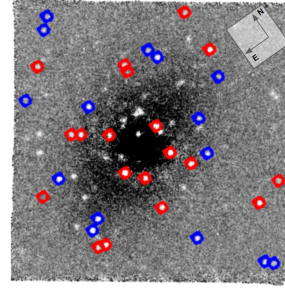


Figure 2: Central slice corresponding to the peak of the expected velocity distribution of PNe ( $5007\text{\AA}$ ) with all line-emission sources shown, interlopers in red and PNe in blue. The spatial sampling is  $0.2$  arcsec/pixel.

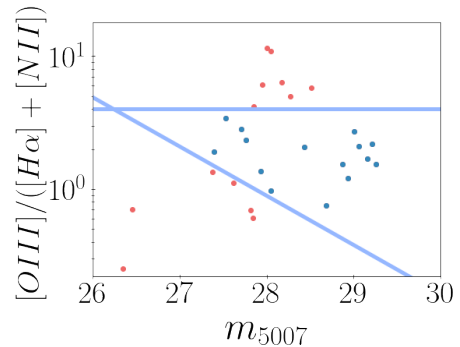


Figure 3: Diagnostic diagram showing the ratio of the fluxes from several emission lines against the magnitude of the [OIII] line. The lines correspond to the limits obtained from the literature. PNe fall between the two lines and are indicated by blue symbols, while red symbols that fall outside of the lines are interlopers (i.e., HII regions or SNRs).

PNe catalogue, as detected by Spiniello et al. (2018) using FORS2, as well as the kinematics from the integrated light. We derive these using PPXF (Cappellari & Emsellem, 2004; Cappellari, 2017) within the GIST pipeline (Bittner et al., 2019). The existing catalogue covers a large field of view, but it has a blind spot in the centre which our sample covers entirely.

### 4.2. Luminosity function

The PN luminosity function (PNLF) is one of the most studied properties of PNe populations and due to its near-invariant bright cut-off it can be used as a secondary distance indicator (Ciardullo et al., 1993; Ferrarese et al., 2000; Feldmeier et al., 2007). In addition, the slope of the PNLF has been shown to vary with the age and metallicities of the underlying stellar populations (Hartke et al., 2017, 2020; Longobardi et al., 2013; Bhattacharya et al., 2019, 2021), though there are not many detailed studies focused on this in the literature yet. In this sense, analysing the PNLF in the inner regions of galaxies is key for understanding its radial variations, which in turn will enhance the usefulness of PNe as tracers of halo assembly in the outskirts of galaxies. In Figure 5, we show the completeness-corrected luminosity function for NGC 1387. The completeness was

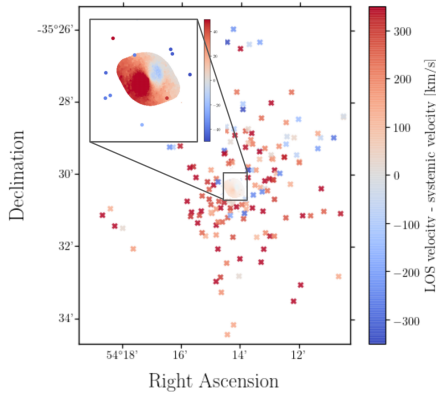


Figure 4: PNe detected in NGC 1387. In crosses, we show the sample by Spiniello et al. (2018), which presents a blind spot in the central region. The zoomed-in square shows our detections which fill this blind spot, represented by dots. The colourbar represents the kinematics of the PNe.

estimated by adding artificial sources using tasks from ARTDATA in IRAF, and then repeating the detection process, obtaining the fraction of recovered sources for each magnitude bin.

We fit the analytical formula proposed by Ciardullo et al. (1989) to the observed and completeness-corrected PNLF, and the generalised version introduced by (Longobardi et al., 2013), in which we fit the slope rather than assume its standard value of 0.307. We obtain a distance modulus of  $31.57 \pm 0.47$  for the standard slope and  $31.56 \pm 0.62$  for the fitted one, which are both within error of the value obtained using the surface brightness fluctuation method in Jensen et al. (2003). The slope is steeper in our fit, with a value of  $0.38 \pm 0.8$ .

## 5. Summary and future work

In this work we present the method used to detect PNe in the inner regions of galaxies, and the results of our pilot study on NGC 1387. We show that the number of detected sources is significant, and it allows us to complement previous catalogues and to build and analyse the PNLF. The next step in this project is to apply this method to the remaining eight galaxies in our sample, and to derive stellar population properties from the study of absorption lines in the host galaxies. Finally, we aim to analyse the presence of radial variations of the properties of PNe by comparing our results with those from previous studies focused on the outer parts of the halo, and to understand how these variations are linked to the properties of the underlying stellar populations.

*Acknowledgements:* The authors thank A. Bittner for providing support with the use of the GIST pipeline. This research made use of the MUSE Python Data Analysis Framework (Bacon et al., 2016), the GIST pipeline (Bittner et al., 2019), the Voroni-binning method (Cappellari & Copin, 2003) and the Penalized Pixel-Fitting (pPXF) method (Cappellari & Emsellem, 2004; Cappellari, 2017). Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme ID 296.B-5054. This research made use of astropy (Astropy Collaboration et al., 2013, 2018), astroquery (Ginsburg et al., 2019),

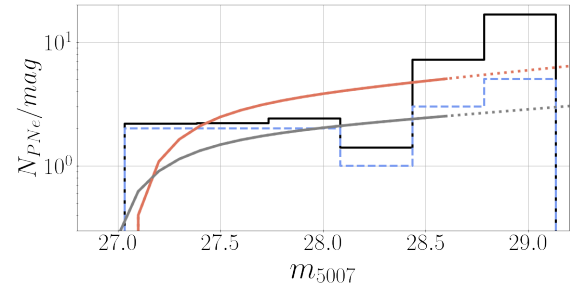


Figure 5: Luminosity function for our PNe sample. The dashed blue line shows the directly observed function, while the black solid line shows the completeness-corrected one. The grey and red curves represent the fit of the classic formula and the generalised version of it, respectively, going from solid to dotted when it passes the limiting magnitude where the completeness drops below 50%.

astromatic-wrapper, corner (Foreman-Mackey et al., 2016), emcee (Foreman-Mackey et al., 2013), matplotlib (Hunter, 2007) and numpy (Van Der Walt et al., 2011). This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France (Wenger et al., 2000). This research has made use of NASA's Astrophysics Data System.

## References

- Astropy Collaboration, et al., 2013, A&A, 558, A33
- Astropy Collaboration, et al., 2018, A&A, 156, 123
- Bacon R., et al., 2010, vol. 7735, 773508
- Bacon R., et al., 2016, MPDAF: MUSE Python Data Analysis Framework
- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Bhattacharya S., et al., 2019, A&A, 631, A56
- Bhattacharya S., et al., 2021, A&A, 647, A130
- Bittner A., et al., 2019, A&A, 628, A117
- Cappellari M., 2017, MNRAS, 466, 798
- Cappellari M., Copin Y., 2003, MNRAS, 342, 345
- Cappellari M., Emsellem E., 2004, PASP, 116, 138
- Ciardullo R., Jacoby G.H., Tonry J.L., 1993, ApJ, 419, 479
- Ciardullo R., et al., 1989, ApJ, 339, 53
- Ciardullo R., et al., 2002, ApJ, 577, 31
- Feldmeier J.J., Jacoby G.H., Phillips M.M., 2007, ApJ, 657, 76
- Ferrarese L., et al., 2000, ApJ, 529, 745
- Foreman-Mackey D., et al., 2013, PASA, 125, 306
- Foreman-Mackey D., et al., 2016, J. Open Source Softw., 1, 24
- Gerhard O., et al., 2005, ApJL, 621, L93
- Ginsburg A., et al., 2019, A&A, 157, 98
- Hartke J., et al., 2017, A&A, 603, A104
- Hartke J., et al., 2020, A&A, 642, A46
- Hunter J.D., 2007, Computing in science & engineering, 9, 90
- Jensen J.B., et al., 2003, ApJ, 583, 712
- Longobardi A., et al., 2013, A&A, 558, A42
- Oser L., et al., 2010, ApJ, 725, 2312
- Roth M.M., et al., 2021, ApJ, 916, 21
- Spiniello C., et al., 2018, MNRAS, 477, 1880
- Van Der Walt S., Colbert S.C., Varoquaux G., 2011, Computing in science & engineering, 13, 22
- Wenger M., et al., 2000, A&AS, 143, 9



# Relaciones de escala entre sistemas de cúmulos globulares y sus galaxias anfitrionas. ¿Cómo influye el ambiente?

B.J. De Bortoli<sup>1,2</sup>, J.P. Caso<sup>1,2</sup>, A.I. Ennis<sup>1,2</sup> & L.P. Bassino<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / brudebo.444@gmail.com

**Resumen** / Las propiedades de los sistemas de cúmulos globulares y sus galaxias anfitrionas están íntimamente relacionadas. En este trabajo analizamos la distribución radial proyectada de 27 sistemas de cúmulos globulares asociados a galaxias de tipo temprano de luminosidad intermedia/baja ubicadas en los cúmulos de Virgo, Fornax y Coma, así como las propiedades los mismos que pueden obtenerse a partir de dicha distribución (e.g. población total, extensión y radio efectivo). Nuestra muestra fue ampliada con datos disponibles en la literatura, obteniendo una muestra final de 100 sistemas de cúmulos globulares. Estas propiedades fueron relacionadas con las de sus galaxias anfitrionas (e.g. masa estelar total), analizando además la influencia de la densidad del ambiente en que se localizan.

**Abstract** / The properties of globular cluster systems and their host galaxies are strong related. In this work we analyse 27 globular cluster system radial distributions belonging to early type galaxies of intermediate/low luminosity from Virgo, Fornax and Coma clusters, also the properties that we can obtain from this distribution (e.g. total population, extension and effective radius). Our sample was enlarged with available data, obtaining a final sample of 100 globular cluster systems. These properties were related with those of their host galaxy (e.g. stellar mass), also analysing the influence of the environmental density where they are located.

**Keywords** / galaxies: star clusters: general

## 1. Introducción

Los cúmulos globulares (CG) son sistemas estelares compactos y muy antiguos (Hansen et al., 2013; Usher et al., 2019; Fahrion et al., 2020). Las propiedades de los sistemas de cúmulos globulares (SCG) están íntimamente relacionadas con los procesos evolutivos de sus galaxias anfitrionas. Por tales motivos, son buenos laboratorios para el estudio de la evolución conjunta entre éstos y sus galaxias huéspedes.

Forbes et al. (2011) proponen que la formación de los SCG en galaxias de tipo temprano (GTT) se da en dos fases, una primera fase *in situ* que se da a alto *redshift*, principalmente por fusiones de galaxias, y luego una fase de acreción en la cual las galaxias más masivas le quitan CG por efecto de marea a galaxias satélites.

Por otro lado, hay indicios de que la densidad del ambiente en el que residen las galaxias impacta en las propiedades de sus SCG. Por ejemplo, galaxias elípticas brillantes aisladas muestran SCG más pobres que sus contrapartes en cúmulos (Caso et al., 2013; Lane et al., 2013; Bassino & Caso, 2017; Richtler et al., 2015).

Esta evolución conjunta de los SCG y sus galaxias anfitrionas hace relevante analizar relaciones de escala entre sus propiedades. Y en particular, nos interesa estudiar cómo afecta a tales relaciones la densidad del medioambiente donde residen las galaxias.

## 2. Muestra de galaxias

En el presente trabajo aumentamos la muestra utilizada en Caso et al. (2019). Dicha muestra consistió de 24 GTT de luminosidad intermedia en ambientes de baja densidad en Fornax y Virgo. Además incluía 3 muestras conjuntas, construidas con galaxias enanas de Virgo. En esta ocasión, agregamos 23 GTT de luminosidad intermedia de Fornax, Virgo y Coma y 4 muestras conjuntas de iguales características a los previamente mencionadas.

Los datos empleados corresponden a imágenes de archivo tomadas con la cámara ACS del HST, utilizando los filtros F475 y F850 para Virgo y Fornax y F475 y F814 para Coma. Se utilizó fotometría disponible de los relevamientos de los cúmulos de Virgo (ACSVCS) y Fornax (ACSFCS) (Jordán et al., 2009, 2015) así como fotometría propia para Coma.

Finalmente adicionamos otros estudios de galaxias de la literatura y obtuvimos una muestra final con un total de 100 SCG.

## 3. Estimador de densidad del medioambiente

Se calculó la densidad del medioambiente de las galaxias considerando las más luminosas que  $M_K = -21$  mag, de varios relevamientos. Según la cobertura espacial y la profundidad necesaria, se utilizaron los relevamientos *2MASS Redshift survey* (Huchra et al., 2012), *6dF*

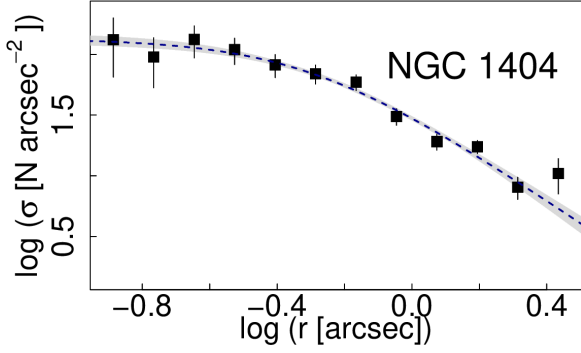


Figura 1: Perfil radial del SCG de la galaxia NGC 1404.  $\sigma$  es la densidad numérica de CG y  $r$  la distancia al centro de la galaxia. La línea de trazos azul muestra el ajuste de Hubble modificado. La región gris muestra la variación resultante realizando ajustes individuales modificando el *bin*.

*Galaxy survey* (Jones et al., 2009), SDSS Spectroscopic Catalogue (Abazajian et al., 2009) o trabajos específicos del cúmulo de Coma (Mobasher et al., 2001; Eisenhardt et al., 2007).

La densidad calculada ( $\Sigma_{10}$ ) consiste en una densidad numérica para las 10 galaxias más cercanas.

#### 4. Perfiles radiales

Se ajustó el perfil de Hubble modificado (Binney & Tremaine, 1987; Bassino & Caso, 2017) a los perfiles radiales de los SCG corregidos por completitud y por contaminación (para más detalle ver Caso et al., 2019). A modo de ejemplo en la Fig. 1 mostramos el ajuste que resulta en la distribución radial proyectada del SCG de la galaxia NGC 1404.

A partir de este tipo de ajustes se pueden obtener los parámetros que caracterizan el SCG, tales como la población total ( $N_{CG}$ ), la extensión ( $r_L$ ) y el radio efectivo del SCG ( $r_{eff}$ ).

### 5. Resultados

#### 5.1. Riqueza del SCG

Zepf & Ashman (1993) definen el parámetro  $T_N$ , representativo de la riqueza de un SCG, que se calcula como el cociente entre  $N_{CG}$  y la masa estelar ( $M_{est}$ ) en unidades de  $10^9 M_\odot$ . En la Fig. 2 se muestra el comportamiento de este parámetro en función de la masa estelar de la galaxia. Se observa un comportamiento distinto entre galaxias centrales y satélites, llegando a un mínimo de  $T_N$  en  $\approx 5 \times 10^{10} M_\odot$ .

Además, se puede ver que las galaxias satélites en ambientes densos muestran mayormente valores más bajos de  $T_N$ , al contrario de aquellas en densidades intermedias. Esto resulta lógico, pues en ambientes de densidad alta estas galaxias sufren más efectos de marea que hacen que los SCG sean más pobres.

Por otro lado, se puede ver que los SCG de galaxias centrales en ambientes densos son más ricos. Estas galaxias tienen una historia de numerosas fusiones que enriquecen sus SCG.

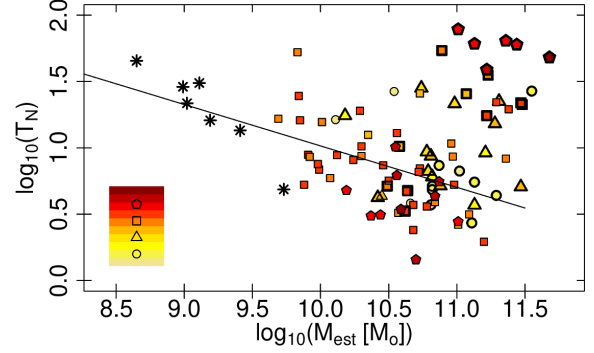


Figura 2: Parámetro  $T_N$  en función de la masa estelar de la galaxia huésped. Los diferentes símbolos y colores muestran distintos valores de  $\Sigma_{10}$ , incrementando desde círculos amarillos hasta pentágonos rojos. Los símbolos con bordes remarcados resaltan a las galaxias centrales, mientras que los restantes son galaxias satélites. Los asteriscos corresponden a los SCG superpuestos construidos a partir de galaxias enanas de Virgo. La línea sólida corresponde a un ajuste lineal para el caso de las galaxias satélites.

#### 5.2. Extensión del SCG

En la Fig. 3 se muestra la extensión del SCG vs. la masa estelar de la galaxia huésped. Se ajustó una relación bilineal obteniendo nuevamente un cambio de comportamiento en  $\approx 5 \times 10^{10} M_\odot$ .

Los residuos muestran que las galaxias satélites en ambientes densos presentan SCG menos extendidos, mientras que lo contrario ocurre en el caso de las centrales en esos mismos ambientes. Además, se puede ver que las galaxias centrales de campo muestran SCG menos extendidos.

#### 5.3. Radio efectivo del SCG

El radio efectivo del SCG se calcula a partir de la integración del perfil radial y se define como aquel radio que contiene a la mitad de la población total de CG del sistema. Por tal motivo, nos brinda información del grado de concentración del SCG.

La Fig. 4 muestra el radio efectivo del SCG vs. la masa estelar de la galaxia huésped. Se ajustó una relación bilineal obteniendo un cambio de comportamiento en  $\approx 5 \times 10^{10} M_\odot$ .

Analizando los residuos podemos ver que las galaxias satélites en ambientes de alta densidad presentan radios efectivos más pequeños. Esto es esperable, pues los efectos de marea que sufren estas galaxias afectan principalmente a las regiones externas de sus SCG.

### 6. Conclusiones

- En las relaciones de escala estudiadas, con respecto a la riqueza, la extensión y el radio efectivo del SCG, encontramos un cambio en el comportamiento consistente con un quiebre en masa estelar de la galaxia ya notificado en la literatura. Según Georgiev et al. (2010); Harris et al. (2013), el mismo podría relacionarse con un cambio de eficiencia en la for-

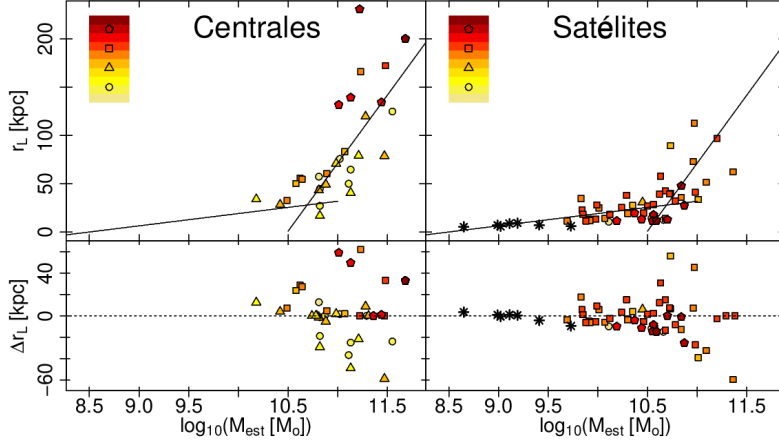


Figura 3: *Paneles superiores*: Extensión del SCG en función de la masa estelar de la galaxia para galaxias centrales (panel izquierdo) y satélites (panel derecho). Las líneas muestran ajustes bilineales. *Paneles inferiores*: Residuos de los ajustes en función de la masa estelar de la galaxia para galaxias centrales (panel izquierdo) y satélites (panel derecho). En ambos casos los símbolos y colores, siguen el mismo código que la Fig 2.

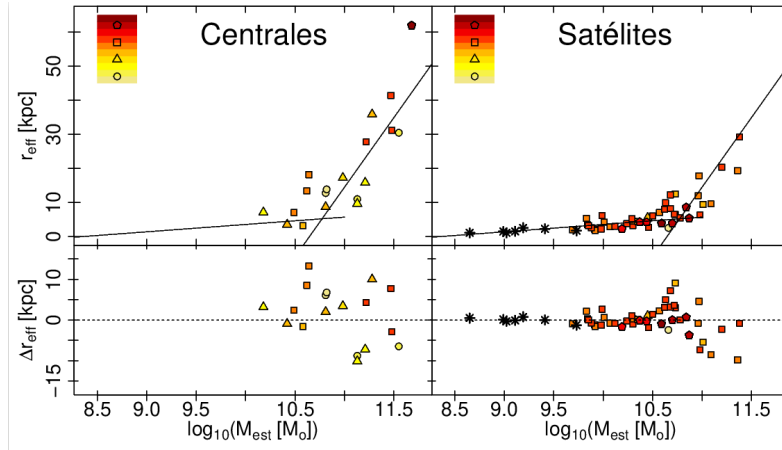


Figura 4: *Paneles superiores*: Radio efectivo del SCG en función de la masa estelar de la galaxia para galaxias centrales (panel izquierdo) y satélites (panel derecho). Las líneas muestran ajustes bilineales. *Paneles inferiores*: Residuos de los ajustes en función de la masa estelar de la galaxia para galaxias centrales (panel izquierdo) y satélites (panel derecho). En ambos casos los símbolos y colores, siguen el mismo código que la Fig 2.

mación estelar. En cambio, Kruijssen (2015) sugiere que se corresponde con el límite de masa en que empieza a ser dominante la formación in-situ por sobre la acreción.

- Las galaxias satélites en ambientes de alta densidad presentan SCG menos extendidos y más compactos, al contrario de lo observado en galaxias centrales.

*Agradecimientos*: Este trabajo ha sido financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

## Referencias

Abazajian K.N., et al., 2009, *ApJS*, 182, 543  
 Bassino L.P., Caso J.P., 2017, *MNRAS*, 466, 4259  
 Binney J., Tremaine S., 1987, *Galactic dynamics*, Princeton, NJ, Princeton University Press

Caso J.P., et al., 2013, *A&A*, 555, A56  
 Caso J.P., et al., 2019, *MNRAS*, 488, 4504  
 Eisenhardt P.R., et al., 2007, *ApJS*, 169, 225  
 Fahrion K., et al., 2020, *A&A*, 637, A27  
 Forbes D.A., et al., 2011, *MNRAS*, 413, 2943  
 Georgiev I.Y., et al., 2010, *MNRAS*, 406, 1967  
 Hansen B.M.S., et al., 2013, *Nature*, 500, 51  
 Harris W.E., Harris G.L.H., Alessi M., 2013, *ApJ*, 772, 82  
 Huchra J.P., et al., 2012, *ApJS*, 199, 26  
 Jones D.H., et al., 2009, *MNRAS*, 399, 683  
 Jordán A., et al., 2009, *ApJS*, 180, 54  
 Jordán A., et al., 2015, *ApJS*, 221, 13  
 Kruijssen J.M.D., 2015, *MNRAS*, 454, 1658  
 Lane R.R., Salinas R., Richtler T., 2013, *A&A*, 549, A148  
 Mobasher B., et al., 2001, *ApJS*, 137, 279  
 Richtler T., et al., 2015, *A&A*, 574, A21  
 Usher C., et al., 2019, *MNRAS*, 490, 491  
 Zepf S.E., Ashman K.M., 1993, *MNRAS*, 264, 611



# Impacto del entorno en la forma de los halos

V. Santucho<sup>1,2</sup>, E. Gonzalez<sup>1,2</sup>, F. Rodriguez<sup>1,2</sup>, K. Hoffmann<sup>3</sup>, D. García Lambas<sup>1,2</sup> & E. Gaztañaga<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Institute for Computational Science, University of Zurich, Suiza

<sup>4</sup> Institute of Space Sciences, IEEC-CSIC, España

Contacto / victoria.santucho@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / En este trabajo se analiza el impacto de las distintas características del entorno en el modelado de la forma del halo. Para ello se utilizan halos de masas comparables a grupos y a cúmulos masivos extraídos de la simulación numérica Mice Grand Challenged. La dependencia de la forma del halo con el entorno se estudia en base a la densidad, la morfología y el alineamiento del ambiente, definidos a partir de la distribución de los halos vecinos de cada halo. Encontramos que, independientemente de la densidad del ambiente, la morfología del entorno impacta en la forma del halo: los halos que residen en ambientes más elongados son más esféricos y menos prolados que aquellos situados en configuraciones más esféricas. Además, se observa que el alineamiento, definido por el ángulo que forma el eje principal mayor del halo y del entorno, afecta de manera significativa la distribución de la materia. Halos alineados con el entorno muestran formas más elongadas y proladas en relación con la muestra total, mientras que los halos no alineados presentan formas más redondas y son más triaxiales.

**Abstract** / In this work, we analyse the impact of different environmental characteristics on modelling the shape of the halos. To this end, we use the Mice Grand Challenged dark matter only simulation and limited our catalogue to those halos with masses higher than  $10^{13} M_{\odot}$ . The dependence of the halo shape on the environmental characteristics is analysed based on the density, morphology and alignment of the environment, defined from the distribution of the neighbouring halos. We find that, regardless of the density of their surroundings, halos in a more elongated configuration show less prolate and more rounded shapes than halos in more rounded surroundings, which tend to be more elongated and more prolate. We also observe that the alignment between the major axes of the halo and the environment affects the geometry of the matter distribution: halos aligned with the environment show more elongated and prolate shapes relative to the total sample, while halos misaligned show rounder and less prolate shapes.

*Keywords* / large-scale structure of universe — dark matter — galaxies: halos — methods: statistical

## 1. Introducción

Según el modelo cosmológico estándar ( *$\Lambda$ CDM*), las estructuras del Universo son el resultado de un proceso jerárquico en el que la materia oscura colapsa primero en pequeños halos que, progresivamente, crecen y evolucionan a través de la acreción de materia. Esta acreción ocurren en direcciones preferenciales (Zel'Dovich, 1970) y como resultado de este proceso, la forma de la distribución de la materia oscura del halo se ajusta mejor a un modelo triaxial con tendencia a ser prolado que a un modelo con simetría esférica.

La dependencia de la forma de los halos y las propiedades, como la masa y el redshift, ha sido exhaustivamente estudiada (Allgood et al., 2006; Vera-Ciro et al., 2011; Vega-Ferrero et al., 2017). Sin embargo, dichas relaciones están acompañadas por una gran dispersión. Algunos autores asocian esta varianza a otros factores, como las distintas edades y las diferentes historias de formación del halo (Despali et al., 2014; Lau et al., 2021). Por otro lado, diferentes estudios se han centrado en analizar si el entorno local o a gran escala afecta la distribución de materia de los halos. A partir de distintos enfoques y definiciones de entorno, se ha estudiado por separado la

dependencia de la forma de los halos con la densidad, la morfología o el campo tidal que caracteriza al entorno donde éste reside (Wang et al., 2011; Chira et al., 2021; Hellwing et al., 2021).

En este trabajo se analiza la variación de los parámetros de forma de los halos teniendo en cuenta tanto la densidad como la topología del entorno. Además, se estudia si el alineamiento del halo con el ambiente impacta en el modelado de su forma.

## 2. Datos

El catálogo de halos es extraído de la simulación MICE Grand Challenge (MICE-GC) desarrollada por la colaboración MICE (Fosalba et al., 2015; Crocce et al., 2015). La muestra cuenta con  $\approx 2$  millones de halos con masas mayores a  $10^{13} M_{\odot}$  y en un rango de redshift  $0.07 < z < 1.2$ . Los datos se obtuvieron mediante la plataforma CosmoHub\* de acceso público (Carretero et al., 2017).

\*<https://cosmohub.pic.es/>

## 2.1. Determinación de la forma 3D de los halos

A partir de la diagonalización del tensor de inercia estándar obtenemos los autovalores y autovectores que representan los ejes principales de los elipsoides que modelan la distribución de las partículas de materia oscura del halo. Las longitudes de los ejes principales,  $a > b > c$ , vienen dadas por las raíces cuadradas de los autovalores, mientras que sus direcciones están definidas por los autovectores normalizados. La forma de los halos es descrita a partir de dos parámetros, la esfericidad  $s = a/c$  y la triaxialidad  $T \equiv \frac{1-(b/a)^2}{1-(c/a)^2}$ . Valores mayores de  $s$  y  $T$  indican una distribución de materia más elongada y prolada.

## 2.2. Caracterización del entorno

Para analizar el efecto del ambiente en la forma de los halos, caracterizamos el entorno en función de la densidad, la morfología y el ángulo de alineación.

La densidad del entorno se caracteriza a partir de la distancia al 5to vecino más cercano, escalado de acuerdo con el valor de la mediana que se obtiene para cada intervalo de 0.1 dex en masa y de 0.1 dex en redshift. De este modo, obtenemos el indicador de densidad,  $R_5$ , donde los valores inferiores (superiores) a uno indican que el halo se encuentra en un entorno más denso (más aislado) según su masa y redshift.

La topología del ambiente, y el alineamiento con el entorno en que reside el halo se obtiene a partir de la diagonalización del tensor de inercia del sistema que forma con sus 5 vecinos más cercanos. En este caso, se utiliza la expresión del tensor de inercia pesado por la masa de los halos y escalado por la distancia de cada vecino al halo central.

La morfología del entorno es caracterizada a partir de la elongación definida como  $\varepsilon = (a - c)/[2(a + b + c)]$  donde  $a$ ,  $b$  y  $c$  son los ejes mayor, intermedio y menor del sistema, respectivamente. Luego calculamos  $\cos(\beta)$ , definido como el ángulo entre los ejes mayores del halo y del entorno.

## 3. Resultados

La dependencia de la forma de los halos con las características del entorno, se analizan a través de submuestras definidas a partir de las medianas ( $\varepsilon_{50}$  y  $(\cos\beta)_{50}$ ) de las distribuciones de los indicadores  $\varepsilon$  y  $\cos(\beta)$ . Los halos de cada submuestra se seleccionan aleatoriamente manteniendo la distribución de masas para evitar el impacto de la masa en la modelización de los parámetros de forma. La mediana de los parámetros de forma ( $\hat{T}$ ,  $\hat{s}$ ) se computa en intervalos de densidad,  $R_5$ , y se compara con las medianas obtenidas para la muestra total ( $T$ ,  $s$ ).

En los paneles superiores de la figura 1 se muestra la razón de los parámetros de forma en función de la densidad para las sub-muestra  $E$  y  $R$  que se corresponden a halos que residen en entornos elongados ( $\varepsilon > \varepsilon_{50}$ ), y a halos que se encuentran en ambientes más esféricos ( $\varepsilon < \varepsilon_{50}$ ). Se observa una clara dependencia de los

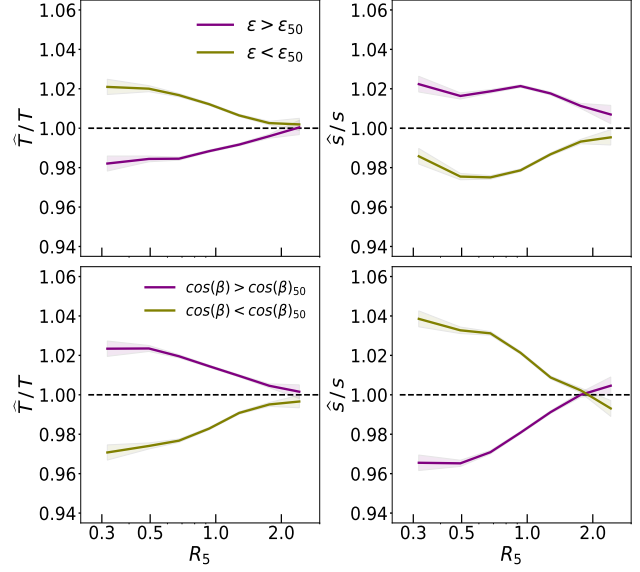


Figura 1: Dependencia del cociente de los parámetros de forma con la densidad  $R_5$  para diferentes submuestras de halos seleccionadas según la elongación del entorno  $\varepsilon$ , *panel superior*, y el alineamiento  $\cos(\beta)$ , *panel inferior*.

parámetros de forma con respecto a  $\varepsilon$ , los halos con vecinos en una configuración espacial más alargada presentan formas más redondeadas y menos proladas, mientras que los halos en entornos más redondos tienden a ser más elongados y más prolados en relación con la muestra total. Por otro lado, en los paneles inferiores de la misma figura, se muestra el comportamiento de los parámetros de forma en función de  $R_5$  para las sub-muestras definidas a partir de la mediana de la distribución de las alineaciones  $\cos(\beta)$ . Se puede observar que los halos que están alineados con el entorno ( $\cos(\beta) > \cos(\beta)_{50}$ ) presentan formas más elongadas y proladas, mientras que para aquellos que no están alineados ( $\cos(\beta) < \cos(\beta)_{50}$ ) las tendencias son opuestas, son más esféricos y más triaxiales con respecto a la muestra total. Asimismo, las diferencias en los parámetros de forma entre las distintas muestras son más significativas en ambientes más densos, donde además los valores parecen estabilizarse a partir de  $R_5 \approx 0.5$ .

En vista de los resultados anteriores, procedemos a explorar cómo impactan las alineaciones halo-ambiente en el modelado de las formas de los halos que residen en entornos elongados y redondos. Para ello, dividimos cada submuestra ( $E$  y  $R$ ) en dos según el valor medio de la distribución de  $\cos(\beta)$  para obtener así cuatro submuestras según la morfología y el alineamiento: (1) elongada-desalineada (EM), (2) elongada-alineada (EA), (3) redonda-desalineada (RM) y (4) redonda-alineada (RA). Las relaciones de los parámetros de forma, para cada conjunto de submuestras, en función de la densidad del entorno se muestra en la Fig. 2. En el panel superior se grafican las tendencias de los halos en ambientes elongados que están alineados (línea violeta) y desalineados (línea verde) con el entorno. En particular, los halos que están desalineados con el entorno, EM, muestran diferencias más significativas con respecto a



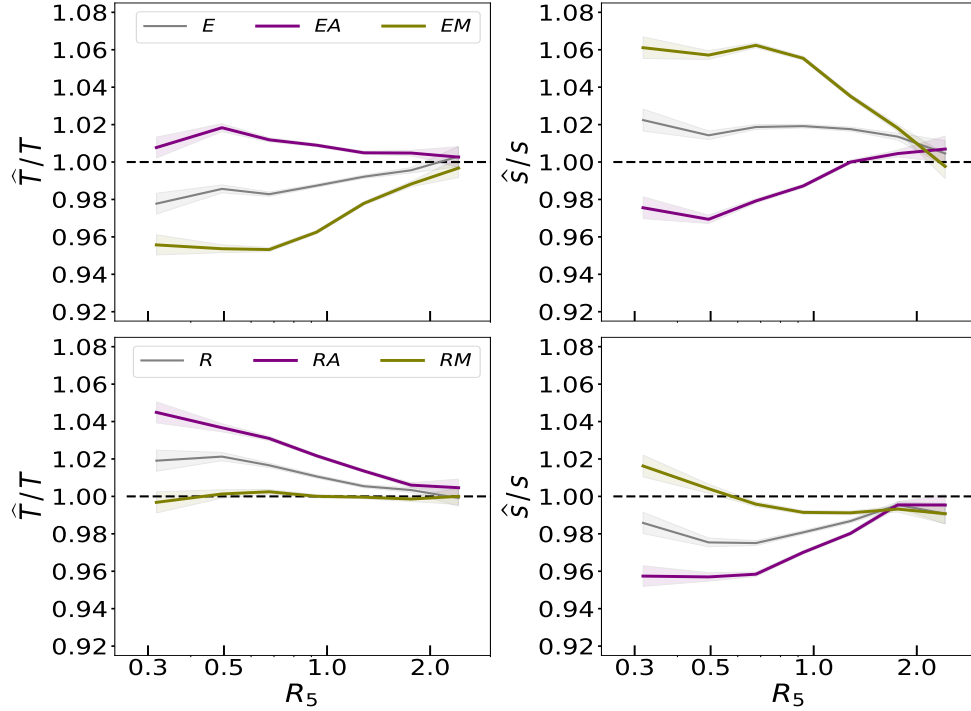


Figura 2: Dependencia del cociente de los parámetros de forma con la densidad  $R_5$ . *Panel superior*: La línea gris indica la muestra de halos en entornos elongados ( $E$ ), mientras que las curvas violeta y verde se corresponden a las muestras de halos en entornos elongados-alineados,  $EA$ , y elongados-desalineados  $EM$ , respectivamente. *Panel inferior*: La curva en gris se corresponde a la de halos en entornos redondos ( $R$ ), mientras que las líneas violeta y verde indican los halos en entornos redondos-alineados,  $RA$ , y redondos-desalineados  $RM$ , respectivamente.

la tendencia de la muestra total, siendo menos prolados y más esféricos, independientemente de la densidad local. Por otro lado, los halos alineados con la distribución circundante (submuestra  $EA$ ) muestran una triaxialidad similar a la de la muestra total, siendo la mediana de los parámetros escalados más cercana a uno en todo el rango de densidad. Mientras que el parámetro esfericidad,  $s$ , presenta una ligera diferencia respecto a la muestra total, con formas más alargadas en promedio. En los paneles inferiores de la figura 2, se observa un comportamiento similar al considerar los halos en entornos con una configuración más redonda,  $R$ . Sin embargo, en este caso, los halos alineados muestran las mayores diferencias con respecto a la muestra total, mientras que la mediana de los parámetros de forma para los desalineados muestran valores similares a la muestra total. Las desviaciones observadas son menores para las submuestras  $S$  en comparación con las obtenidas para los halos de la submuestra  $E$ , esto podría estar relacionado con una menor precisión en la determinación de la dirección del eje mayor del entorno debido a su configuración más redonda.

#### 4. Conclusiones

Los resultados muestran que para halos con densidades locales comparables, la morfología del entorno impacta en la forma de los halos. Así, halos en entornos elongados son más redondos y menos prolados que aquellos que residen en entornos con una distribución de halos

vecinos más redonda. Más aún, se observa que el alineamiento entre el halo y la configuración espacial de sus vecinos, se encuentra relacionada con los parámetros de forma de los halos. En particular, halos en entornos de topología más elongada y desalineados presentan formas significativamente más esféricas y triaxiales que aquellos que están alineados con el entorno. La relación obtenida entre el alineamiento con el entorno y las formas de los halos de materia oscura es obtenida para halos situados en densidades y distribución de masas similares, lo que indica que este parámetro podría ser un factor secundario relacionado indirectamente con el modelado de las formas de los halos.

#### Referencias

- Allgood B., et al., 2006, *MNRAS*, 367, 1781  
 Carretero J., et al., 2017, *Proceedings of the European Physical Society Conference on High Energy Physics. 5-12 July*, 488  
 Chira M., Plionis M., Agarwal S., 2021, *A&A*, 647, A74  
 Crocce M., et al., 2015, *MNRAS*, 453, 1513  
 Despali G., Giocoli C., Tormen G., 2014, *MNRAS*, 443, 3208  
 Fosalba P., et al., 2015, *MNRAS*, 447, 1319  
 Hellwing W.A., et al., 2021, *Physical Review D*, 103, 063517  
 Lau E.T., et al., 2021, *MNRAS*, 500, 1029  
 Vega-Ferrero J., Yepes G., Gottlöber S., 2017, *MNRAS*, 467, 3226  
 Vera-Ciro C.A., et al., 2011, *MNRAS*, 416, 1377  
 Wang H., et al., 2011, *MNRAS*, 413, 1973  
 Zel'Dovich Y.B., 1970, *A&A*, 5, 84



# Connection between the properties of galaxies in dense environments and their orbital evolution

T. Hough<sup>1,2</sup>, S.A. Cora<sup>1,2</sup>, R. Haggard<sup>3</sup> & C.A. Vega-Martínez<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *School of Physics & Astronomy, University of Nottingham, Reino Unido*

<sup>4</sup> *Instituto de Investigación Multidisciplinar en Ciencia y Tecnología, Universidad de La Serena, Chile*

<sup>5</sup> *Departamento de Astronomía, Universidad de La Serena, Chile*

Contact / tomas@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las galaxias ubicadas en grupos y cúmulos presentan tasas de formación estelar más atenuadas, colores más rojos y menos contenido de gas atómico y molecular que galaxias aisladas de similar masa estelar. Trabajos recientes muestran que estas tendencias se extienden más allá del radio virial de estos sistemas que representan ambientes de alta densidad. En este trabajo combinamos el modelo semi-analítico de formación y evolución de galaxias SAG con simulaciones de materia oscura de los cúmulos más masivos presentes en la simulación MDPL2. Utilizamos 102 cúmulos relajados con  $M_{\text{halo}} > 10^{15} M_{\odot}$  para estudiar la evolución de la formación estelar y del contenido de gas caliente de galaxias que fueron acretadas hace más y menos de 2 Giga-años, y galaxias “backsplash”, estableciendo así una conexión con su evolución orbital.

**Abstract** / Galaxies located in groups and clusters are likely to have attenuated star-formation activity, redder colors and less atomic and molecular gas content than isolated galaxies with similar stellar mass content. Recent works have shown that these trends extend beyond the virial radius of such systems which represent high density environments. In this work we combine the semi-analytic model of galaxy formation and evolution SAG with DM-only simulations of regions that contain the most massive clusters present in the MDPL2 simulation. We use 102 relaxed clusters with  $M_{\text{halo}} > 10^{15} M_{\odot}$  to study the evolution of the star-formation activity and hot gas content of ancient infallers, recent infallers and backplash galaxies, thus establishing a connection with their orbital evolution.

*Keywords* / galaxies: clusters: general — galaxies: evolution — galaxies: clusters: intracluster medium

## 1. Introduction

Galaxy properties depend on the density of the environment in which they reside. Galaxies that inhabit the interior of dense galaxy clusters are preferentially red, of early type, and quiescent relative to galaxies at large clustercentric radius (Wetzel et al., 2012, 2014; Haines et al., 2015; Kawinwanichakij et al., 2017). Ram-pressure stripping (RPS) is the dominant physical mechanism responsible for the suppression of the star formation (SF) of low-mass satellite galaxies (Jaffé et al., 2015; Cora et al., 2019). Since it is proportional to the density of the intra-cluster medium, and to the square of the orbital speed of the galaxy, ram pressure is more intense in high density environments such as galaxy clusters, and also peaks strongly around the pericenter of the satellite’s orbit. Roberts et al. (2019) find that an increase in the quenched fraction near the centre of clusters can be attributed to RPS. More specifically, Oman et al. (2021) find that SF persists in a typical satellite for up to  $\sim 5$  Gyr after its first pericentric passage, and quenches at some time between the second pericentric passage and having completed multiple orbits within the host. Moreover, during their first orbit around the clusters, some galaxies can have apocentric distances up to  $\sim 2.5 R_{\text{vir}}$  (Oman et al., 2013), and these objects help to explain

the presence of a passive population in the surroundings of clusters (Mahajan et al., 2011; Wetzel et al., 2014). On the other hand, intermediate- and high-mass galaxies can be quenched by feedback from active galactic nuclei (AGN) contributing to the passive population both in the outskirts of clusters or within them (Cora et al., 2019).

The aim of this work is to understand the physical reasons that regulate the SF history of cluster galaxies and galaxies in the outskirts of clusters, establishing a connection with their orbital evolution.

## 2. Cluster and galaxy sample

Our sample of simulated galaxy clusters is constructed by combining dark matter (DM)-only simulations of regions containing galaxy clusters and our semi-analytic model of galaxy formation and evolution SAG. This model includes the effects of radiative cooling of hot gas, SF, feedback from supernova explosions, chemical enrichment (Cora, 2006; Collacchioni et al., 2018), starbursts triggered by disc instabilities and galaxy mergers, and AGN feedback. In addition, satellite galaxies suffer the gradual removal of their hot and cold gas components by RPS and tidal stripping

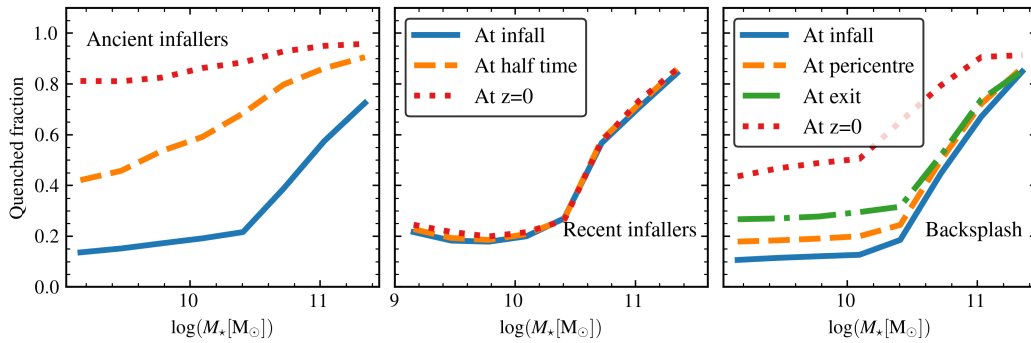


Figure 1: Fraction of quenched galaxies as a function of stellar mass for ancient infallers (*left panel*), recent infallers (*middle panel*) and backsplash galaxies (*right panel*) at different moments of their orbital evolution (as indicated in the legends).

(Cora et al., 2018; Vega-Martínez et al., 2022).

The cluster simulations are obtained from the The Three Hundred Project, a dataset that consists of 324 regions containing the most massive clusters at  $z = 0$  present in the DM-only simulation MDPL2. We focus our study on dynamically relaxed clusters, following the criteria established by Haggard et al. (2020). In order to connect the SF history of galaxies residing in such environments with their orbital evolution, we classify them according to their current distance with respect to the cluster centre and their dynamical properties.

We consider that a cluster galaxy is a galaxy located within the radius  $R_{200}$  of the main host halo of the cluster, and define the time of infall  $t_{\text{lbk, infall}}$  as the moment when a galaxy crosses  $R_{200}$  inward for the first time. Then, we classify the galaxies within the clusters and in their surroundings in three subpopulations:

- Ancient infallers (AIN): satellite galaxies located within  $R_{200}$  of the cluster at  $z = 0$  (cluster galaxies) that have crossed this radius inward for the first time more than 2 Gyrs ago, i.e., in a look-back time  $t_{\text{lbk, infall}} > 2 \text{ Gyr}$ .
- Recent infallers (RIN): cluster galaxies with  $t_{\text{lbk, infall}} \leq 2 \text{ Gyr}$ .
- Backsplash galaxies (BS): galaxies with a  $z = 0$  clustercentric distance larger than  $R_{200}$ , but that have been inside the cluster in the past at some point of their orbital evolution.

The typical crossing timescale of our cluster sample is of 2 – 4 Gyrs, and the current BS population has  $t_{\text{lbk, infall}} > 2 \text{ Gyrs}$ . Thus, a limit of 2 Gyrs to distinguish between AIN and RIN is an adequate criterion that assures that RIN (which could be BS in the future) have not had time to leave the cluster. We have also checked that considering larger  $t_{\text{lbk, infall}}$  of 3 or 4 Gyrs does not affect significantly our results on the fraction of quenched galaxies discussed below. AIN represent  $\sim 65$  per cent of the current satellite population located inside  $R_{200}$ , while the remaining  $\sim 35$  per cent is constituted by RIN. BS constitute  $\sim 48$  per cent of the galaxies located between 1 –  $3 R_{200}$ .

### 3. Evolution of the passive fraction and hot gas content

We explore the dependence of the fraction of passive galaxies and the fraction of hot gas of each galaxy population on stellar mass, at different moments of their evolution (Fig. 1). We consider a galaxy as passive if its specific star formation rate  $SFR/M_* < 10^{-10.7} \text{ yr}^{-1}$  (Cora et al., 2018).

On the left panel of Fig. 1, we can appreciate the strong evolution of the quenched fraction,  $f_q$ , for low-mass ( $M_* \leq 10^{10.5} M_\odot$ ) AIN, from  $\sim 0.2$  at infall (blue solid line), reaching  $\sim 0.5$  at half the time spent as a satellite (orange dashed line), and finally to  $\sim 0.85$  at  $z = 0$  (red dotted line). A long time inside the cluster suffering RPS, the occurrence of several pericentric passages where the environmental effects are stronger and reduces the gas reservoir, and the natural gas consumption into stars, have high impact on the SFR of this population. This is consistent with the long quenching timescales of low-mass satellites, which vary from  $\sim 4 \text{ Gyrs}$  (Wetzel et al., 2012; Balogh et al., 2016) to  $\sim 6 \text{ Gyrs}$  (Oman & Hudson, 2016). In contrast, high-mass ( $M_* > 10^{10.5} M_\odot$ ) AIN show less evolution of their quenched fraction, as they tend to be more quenched than low-mass galaxies at their infall times. This is because current high-mass galaxies form their stars earlier than low-mass galaxies (consuming their gas reservoirs) and AGN feedback prevents further gas cooling (Cora et al., 2019).

On the other hand, the history of SF of RIN presents a negligible evolution between infall time and  $z = 0$ , regardless of their  $z = 0$  stellar mass content (middle panel of Fig. 1). This indicates that 2 Gyrs is not a long enough period of time for environmental effects (at least those included in our model, as RPS) to efficiently affect the SF activity of a satellite population, even in high density environments. As this behaviour is independent of the stellar mass, it also supports the fact that this period of time is not long enough for further action of AGN feedback in high-mass galaxies, although this mass quenching process keeps playing a major role in the decline of the SF before and after high-mass galaxies become satellites, as demonstrated by Cora et al. (2019). These results allow us to conclude that the pop-

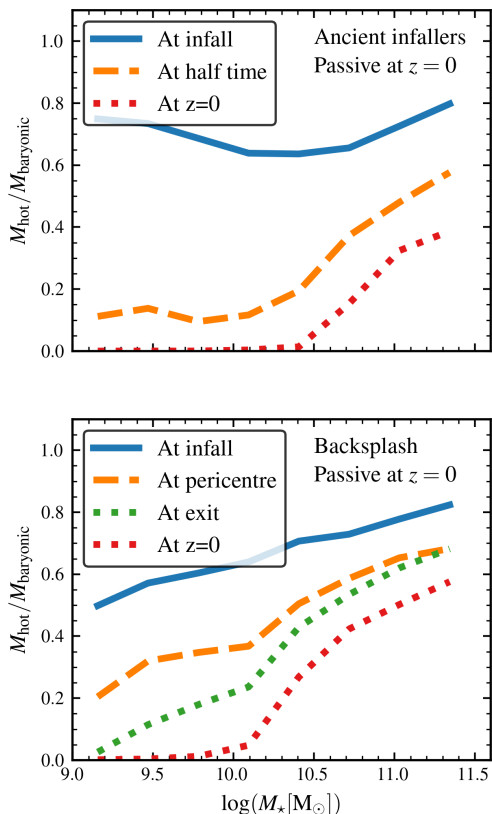


Figure 2: Similar to Fig. 1, but showing the median values of the fraction of hot gas as a function of stellar mass for ancient infallers and backsplash galaxies only. The fraction of hot gas is defined as  $M_{\text{hot gas}} / (M_{\star} + M_{\text{cold gas}} + M_{\text{hot gas}})$ .

ulation of passive galaxies located inside galaxy clusters is dominated by galaxies with  $t_{\text{blk, infall}} > 2$  Gyrs.

For BS (right panel of Fig. 1), which reside in the outskirts of the clusters, we identify three other time-stamps during their orbit: moment of infall, moment of pericentric passage and the moment of crossing  $R_{200}$  outward. Around half of the low-mass BS are passive at  $z = 0$ ; their quenched fraction increases from  $\sim 0.1$  at infall to  $\sim 0.3$  at exit. Regarding the high-mass BS, the quenched fraction behaves in a similar way as for high-mass RIN while they orbit inside the cluster. However, at  $z = 0$ , this fraction increases up to  $f_q \sim 0.6$  for  $M_{\star} = 10^{10.5} M_{\odot}$ , and  $f_q \sim 0.9$  for  $M_{\star} \geq 10^{11} M_{\odot}$ . At their pericentric passage, BS can reach a distance of  $0.2 - 0.3 R_{200}$ , where RPS is extreme, but it seems to be not enough to foster an efficient quenching of the SF some time later. We highlight that for the population of BS that are passive at  $z = 0$ ,  $\sim 85$  per cent of them quenches their SF after their first pericentric passage, in consistency with Oman et al. (2021); from those, it is noteworthy that  $\sim 65$  per cent of BS quenches their SF after leaving the cluster, while  $\sim 15$  per cent of them ceases to form stars before reaching their pericenter, probably affected by pre-processing processes, such as RPS exerted on the hot and/or cold gas by the gaseous medium within the DM halo in which the galaxy resides prior to infall; this aspect deserves further investigation.

In order to explore the impact of RPS on the hot gas content, we study the evolution of the fraction of hot gas,  $f_{\text{hot}} = M_{\text{hot gas}} / (M_{\star} + M_{\text{cold gas}} + M_{\text{hot gas}})$ , in a similar manner as in Fig. 1. As we want to identify the physical reason that triggers SF quenching, we restrict our analysis to AIN and BS that are passive at  $z = 0$ . We exclude RIN as they show little evolution of their passive fraction and, hence, of their hot gas fraction as well. We find a clear consistency between the decline of the hot gas content for low-mass galaxies (Fig. 2) and the increase of the fraction of quenched galaxies. In the case of BS, the decline of  $f_{\text{hot}}$  for low-mass galaxies starts from a lower value than that of AIN, indicating possible pre-processing taking place within infalling groups. For both galaxy populations, the decline of  $f_{\text{hot}}$  with time is more pronounced for low-mass galaxies. As low-mass galaxies lose their hot gas due to RPS and gas cooling, the gas cycle is interrupted and the SF consumes the cold gas reservoir until the galaxy ceases to form new stars. The quenched high-mass galaxies can retain hot gas because they are less sensitive to RPS, but it cannot cool due to the efficiency of AGN feedback.

Our results show that a close pericentric passage is key to allow RPS remove a large fraction of the hot gas halo of low-mass galaxies, thus breaking the gas cycle and triggering SF quenching. The latter starts some time after pericentric passage giving place to a fraction of BS that quenches outside  $R_{200}$ , on the one hand, and a population of almost completely quenched AIN, on the other. The latter have enough time to quench within the cluster after their first pericentric passage, and subsequent ones could reinforce the quenching process, an aspect on which we will focus in a future work.

*Acknowledgements:* This work is part of ‘‘The Three Hundred’’ collaboration. The project has received financial support from the European Union’s Horizon 2020 Research and Innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement number 734374, i.e. the LACEGAL project. We acknowledge funding from CONICET (pHd fellowship and project PIP-0387), Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación (Agencia I+D+i, PICT-2018-3743), and Universidad Nacional de La Plata (G11-150), Argentina. RH acknowledges support from STFC through a studentship.

## References

- Balogh M.L., et al., 2016, MNRAS, 456, 4364
- Collacchioni F., et al., 2018, MNRAS, 481, 954
- Cora S.A., 2006, MNRAS, 368, 1540
- Cora S.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 2
- Cora S.A., et al., 2019, MNRAS, 483, 1686
- Haggar R., et al., 2020, MNRAS, 492, 6074
- Haines C.P., et al., 2015, ApJ, 806, 101
- Jaffé Y.L., et al., 2015, MNRAS, 448, 1715
- Kawinwanichakij L., et al., 2017, ApJ, 847, 134
- Mahajan S., et al., 2011, MNRAS, 416, 2882
- Oman K.A., Hudson M.J., 2016, MNRAS, 463, 3083
- Oman K.A., et al., 2013, MNRAS, 431, 2307
- Oman K.A., et al., 2021, MNRAS, 501, 5073
- Roberts I.D., et al., 2019, ApJ, 873, 42
- Vega-Martínez C.A., et al., 2022, MNRAS, 509, 701
- Wetzel A.R., et al., 2012, MNRAS, 424, 232
- Wetzel A.R., et al., 2014, MNRAS, 439, 2687



# El entorno de sistemas de galaxias enanas

C.Y. Yaryura<sup>1,2</sup>, M.G. Abadi<sup>1,2</sup>, S.A. Cora<sup>3,4</sup> & A.N. Ruiz<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>4</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / yamila.yaryura@unc.edu.ar

**Resumen** / Estudiamos los entornos de sistemas de galaxias enanas, es decir aquellos formados exclusivamente por este tipo de galaxias. Utilizando simulaciones numéricas cosmológicas de N-cuerpos acopladas a un modelo semi-analítico identificamos estos sistemas y clasificamos su entorno como nodos, filamentos, paredes o vacíos. Encontramos que más de la mitad de las asociaciones se encuentran en filamentos ( $\sim 63\%$ ), seguidos por paredes ( $\sim 32\%$ ), nodos ( $\sim 4\%$ ) y vacíos ( $\sim 1\%$ ). Además, encontramos que la dispersión de velocidades de los sistemas de galaxias enanas disminuye sistemáticamente con la densidad del entorno desde  $\sim 120$  km/s para nodos a  $\sim 18$  km/s para vacíos.

**Abstract** / We study the environments where preferably reside galaxy systems compounded exclusively by dwarf galaxies. We identify these systems in a semi-analytical model of galaxy formation coupled to a numerical simulation. Then we divide them in four different classifications according to their environment: knots, filaments, walls and voids. We find that more than half of the associations reside in filaments environments ( $\sim 63\%$ ), followed by walls ( $\sim 32\%$ ), knots ( $\sim 4\%$ ) and voids ( $\sim 1\%$ ). Systems located in more dense environments present velocity dispersion significantly greater than systems located in less dense environments.

*Keywords* / galaxies: dwarf — galaxies: groups: general

## 1. Introducción

Resultados observacionales recientes reportan la detección de sistemas de galaxias formados exclusivamente por galaxias enanas presumiblemente ligadas gravitacionalmente entre sí (Tully (1987), Tully et al. (2006), Tully (2015), Stierwalt et al. (2017)). Desde el punto de vista teórico, estos sistemas son de una importancia fundamental porque serían la evidencia observacional que probaría la formación jerárquica de galaxias en plena acción en el universo local. Aunque hasta el momento se conocen sólo del orden de una decena de estos objetos, el estudio de los mismos es crucial en vísperas de los próximos grandes relevamientos observacionales de galaxias que darán a conocer un mapa detallado del universo cercano facilitando la identificación y el análisis de estos sistemas tan particulares.

En Yaryura et al. (2020) analizamos de modo teórico las principales propiedades dinámicas de las “asociaciones de galaxias enanas”, nombre que reciben los sistemas extendidos compuestos exclusivamente por galaxias enanas. Los resultados de dicho trabajo indican que el modelo  $\Lambda$ CDM es capaz de reproducir la existencia de dichas asociaciones, y que sus principales propiedades son comparables con las propiedades de las siete asociaciones de galaxias enanas observadas presentadas por Tully et al. (2006). Como continuación de estos resultados, el principal objetivo de este trabajo es estudiar los entornos en los que se encuentran estos sistemas utilizando un modelo semi-analítico de formación de galaxias acoplado a una simulación numérica.

## 2. Muestra

Para identificar las asociaciones de galaxias enanas, hicimos uso de la simulación numérica SMALL MULTIDARK PLANCK (SMDPL) basada en la cosmología obtenida por la colaboración Planck (Planck Collaboration, 2016). Dicha simulación consiste en un cubo de  $400\text{Mpc h}^{-1}$  de lado conteniendo un total de  $3840^3$  partículas, por lo que la resolución de masa por partícula obtenida es igual a  $9.63 \times 10^7 M_{\odot} h^{-1}$ , suficiente para permitir el análisis de galaxias enanas. Los parámetros cosmológicos utilizados en SMDPL son:  $\Omega_m = 0.307115$ ,  $\Omega_{\Lambda} = 0.692885$ ,  $h = 0.6777$ ,  $\sigma_8 = 0.8228$  y  $n_s = 0.96$ , donde  $\Omega_m$  es la densidad total de materia (masa bariónica + materia oscura),  $\Omega_{\Lambda}$  es la densidad de energía oscura,  $h$  es la constante de Hubble a redshift cero en unidades de  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc h}^{-1}$ ,  $\sigma_8$  es la amplitud de las fluctuaciones lineales de masa en esferas de  $8 \text{ Mpc h}^{-1}$  a  $z = 0$ , y  $n_s$  es el índice espectral del espectro de potencia primordial.

Para identificar las asociaciones de galaxias enanas y poder analizar sus principales propiedades dinámicas, combinamos dicha simulación cosmológica de materia oscura SMDPL con un modelo semianalítico de formación de galaxias SAG, cuya descripción y detalles pueden encontrarse en (Cora et al., 2018).

Siguiendo los pasos detallados en Yaryura et al. (2020), identificamos sistemas de galaxias mediante el algoritmo de percolación FOF (FRIENDS-OF-FRIENDS), con una longitud de percolación igual a  $b = 0.4 \text{ Mpc h}^{-1}$ . Para definir nuestra muestra de asociaciones de ga-

laxias enanas, nos quedamos sólo con aquellos sistemas que tengan al menos tres galaxias, donde todas las galaxias miembro tienen masa estelar menor que  $\log_{10}(M_{\text{max}}[M_{\odot} h^{-1}]) = 9.0$ . Nuestra muestra cuenta con 2256240 galaxias enanas contenidas en 606316 asociaciones. Luego, dividimos la muestra en tres submuestras de acuerdo a las siguientes condiciones: (a) sistemas con todas sus galaxias miembros pertenecientes al mismo halo de materia oscura, (b) sistemas con todas sus galaxias miembros pertenecientes a diferentes halos de materia oscura, (c) una mezcla de ambos, es decir sistemas en los cuales algunas galaxias pertenecen al mismo halo de materia oscura, pero otras pertenecen a diferentes halos. De ahora en adelante, nos referiremos a estas tres submuestras como: (a) *Same-halo*, (b) *Different-halos*, and (c) *Mixed-halos*. En resumen, analizamos una muestra de 606316 asociaciones de galaxias enanas, de las cuales 308250 pertenecen a la sub-muestra *Different-halos*, 257277 a la sub-muestra *Mixed-halos* y 40789 a la sub-muestra *Same-halo*.

Para conocer las características principales de estas muestras analizamos sus propiedades intrínsecas: el radio inercial ( $R_I$ ) como un indicador del tamaño del sistema, la dispersión de velocidades ( $\sigma$ ) y la masa virial ( $M_{\text{vir}}$ ). Definimos el radio inercial como:

$$R_I = \left( \sum_i^N r_i^2 / N \right)^{1/2}. \quad (1)$$

donde  $r_i$  es la distancia tridimensional de una galaxia al centroide del sistema, y la suma para cada sistema se realiza sobre todas sus galaxias miembros ( $N$ ). La dispersión de velocidades es:

$$\sigma = \left[ \sum_i^N v_i^2 / (N - 1) \right]^{1/2}. \quad (2)$$

donde  $v_i$  es la diferencia entre la velocidad unidimensional de una galaxia y la velocidad media del sistema. Para estimar la masa virial del sistema, usamos la expresión adoptada por Tully (2005) y Tully et al. (2006), dada por:

$$M_{\text{vir}} = 3[(N - 1)/N]\sigma^2 R_G / G. \quad (3)$$

donde el radio está dado por  $R_G = N^2 / \sum_{\text{pares}} (1/r_{ij})$ , donde  $r_{ij}$  es la distancia entre los pares de galaxias enanas. Es importante destacar que esta ecuación asume que el sistema está en equilibrio virial, la cual es una hipótesis que probablemente está lejos de ser cierta tanto para las asociaciones observacionales como para las teóricas. La Tabla 1 presenta los valores de las medianas de las principales propiedades para cada una de las muestras.

### 3. Metodología

Para clasificar el entorno en donde se encuentran nuestras asociaciones de galaxias enanas, utilizamos el método presentado por Wang et al. (2020). Utilizando la distribución de las partículas de materia oscura de la simulación SMDPL estimamos los autovalores  $\lambda_i$ ,  $i = 1, 2, 3$

Tabla 1: Valores de las medianas de las principales propiedades para cada una de las muestras: Mínimo y máximo del número de miembros (primera fila). Valor de la mediana del valor promedio de la masa estelar de las galaxias miembros (segunda fila). Valores de las medianas de  $R_I$ ,  $\sigma$  y  $M_{\text{vir}}$  (tercera, cuarta y quinta fila, respectivamente).

	Different-halos	Mixed-halos	Same-halo
$N^\circ$ de miembros	3 - 27	3 - 29	3 - 12
$\log(M_*) [M_{\odot}/h]$	7.8	8.04	8.15
$R_I$ [Mpc/h]	0.21	0.16	0.03
$\sigma$ [km/s]	42	47	49
$\log(M_{\text{vir}}) [M_{\odot}/h]$	11.3	10.9	10.5

obtenidos a partir del tensor tidal y/o del tensor velocidad ambos calculados utilizando 3 longitudes de suavizado diferentes: 1, 2 y 4 Mpc/h sobre una cuadrícula de  $400^3$  celdas. Luego, clasificamos el entorno de cada una de nuestras asociaciones como: nodos, filamentos, paredes o vacíos de acuerdo al valor de los autovalores  $\lambda_i$ . Adoptando un valor de corte  $\lambda_{th} = 0$  (Wang et al. (2020)) y la nomenclatura  $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ , para el menor autovalor, el intermedio y el mayor, respectivamente, entonces:

- **Nodo:** si  $0 < \lambda_1$
- **Filamento:** si  $\lambda_1 < 0 < \lambda_2$
- **Pared:** si  $\lambda_2 < 0 < \lambda_3$
- **Vacío:** si  $\lambda_3 < 0$

Encontramos que los resultados obtenidos son robustos frente a la elección de utilizar el campo tidal o de velocidad y al tamaño de la longitud de suavizado, por lo que en este trabajo presentamos los resultados obtenidos para el tensor tidal y la longitud de suavizado de 1 Mpc/h.

La Tabla 2 muestra el número de asociaciones de galaxias enanas en cada una de las 4 categorías de entorno en que se ubican. Encontramos que la mayoría de los sistemas se encuentran preferentemente en filamentos y paredes ( $\sim 63\%$  y  $\sim 32\%$ , respectivamente), tan sólo algunos en nodos ( $\sim 4\%$ ) y en ningún caso encontramos un número significativo de sistemas ubicados en vacíos (menos del 1%).

### 4. Efectos del entorno

Para analizar los efectos del entorno sobre nuestros sistemas, estudiamos cómo varían sus propiedades de acuerdo al entorno en el que residen. La Fig. 1 muestra las relaciones de escala entre las principales propiedades dinámicas de nuestros sistemas. Cada punto en la Fig. 1 muestra el valor de la mediana para cada una de las muestras descritas en las leyendas. Para cada una de dichas muestras, calculamos las barras de error usando la técnica de re-muestreo *bootstrap*, las cuales son lo suficientemente pequeñas como para estar contenidas dentro de cada círculo lleno.

A partir de esta figura es evidente que la dispersión de velocidades depende fuertemente del entorno en donde reside la asociación. Esta dependencia es significativamente mayor en las asociaciones que pertenecen a la muestra *Different-halos*, siguiendo con la muestra

Tabla 2: Número de sistemas en cada muestra, considerando los autovalores del tensor tidal y longitud de suavizado igual a 1 Mpc/h para la clasificación de su entorno.

	Different-halos	Mixed-halos	Same-halo
Nodos	17671	11500	1394
Filamentos	206839	163607	23210
Paredes	81407	80109	15762
Vacíos	2333	2061	423

*Mixed-halos* y una dependencia casi nula para la muestra *Same-halo*. Teniendo en cuenta la muestra *Different-halos*, las asociaciones tienen dispersiones de velocidades muy bajas ( $\sigma \sim 18$  km/s) si se encuentran en vacíos, mientras que aumenta hasta  $\sigma \sim 120$  km/s cuando se encuentran en nodos, mostrando valores intermedios si se encuentran en paredes y filamentos. Es decir que la dispersión de velocidades aumenta a medida que aumenta la densidad del entorno que los rodea. Tal como indica la Ec. 3, utilizamos la dispersión de velocidades ( $\sigma$ ) en la estima de la masa virial  $M_{\text{vir}}$ . Debido a ésto, la variación de la  $M_{\text{vir}}$  con respecto al entorno en donde reside la asociación, presenta una tendencia muy similar a la que presenta  $\sigma$ . En cuanto al tamaño, no existen grandes efectos sistemáticos en el tamaño entre asociaciones que pertenecen a diferentes entornos como, vacíos, paredes, filamentos o nodos.

Comparando nuestros resultados con las siete asociaciones de galaxias enanas identificadas por Tully et al. (2006) (cruces negras en la Fig. 1) observamos que las propiedades de estas últimas son comparables con las de la muestra *Different-halos*. Teniendo en cuenta el entorno en donde habitan, las siete asociaciones observadas tienen preferentemente propiedades comparables con las de asociaciones que se encuentran en entornos de filamentos o paredes (6 de 7), mientras que tan sólo una presenta propiedades comparables con las asociaciones que se encuentran en entornos de voids.

## 5. Conclusiones

En este trabajo analizamos el entorno en donde habitan las asociaciones de galaxias enanas y el efecto de dicho entorno en sus principales propiedades dinámicas. Para caracterizar el entorno dividimos nuestra muestra en 4 clasificaciones: nodos, filamentos, paredes y vacíos. Más de la mitad de las asociaciones se encuentran en entornos de filamentos ( $\sim 63\%$ ), seguidos por entornos de paredes ( $\sim 32\%$ ), mientras que una fracción minoritaria está en nodos ( $\sim 4\%$ ) y vacíos ( $\sim 1\%$ ). En cuanto a las propiedades dinámicas, sistemas ubicados en entornos más densos presentan dispersión de velocidades significativamente mayores que los sistemas situados en entornos menos densos. Considerando los sistemas en donde todas las galaxias miembros pertenecen al mismo halo de materia oscura, es evidente que sus propiedades dinámicas no varían de manera significativa con el entorno en donde evolucionan. Es decir que el entorno

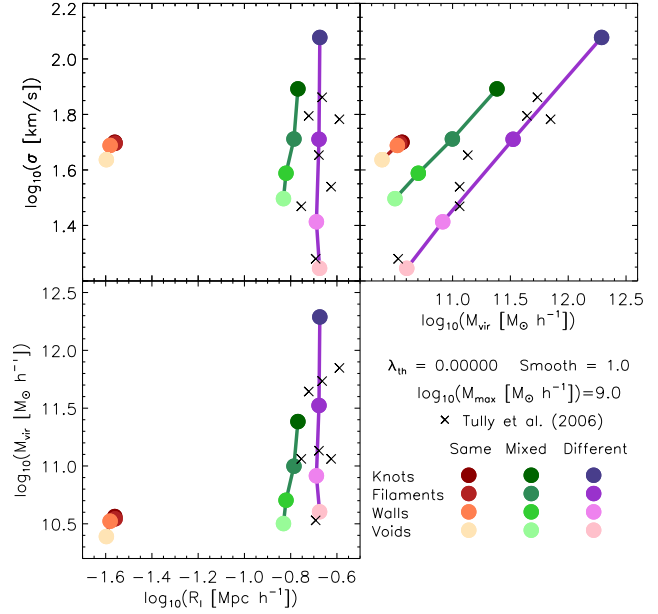


Figura 1: Relaciones de escala entre el tamaño, la velocidad y la masa para asociaciones compuestas sólo por galaxias enanas cuya masa estelar cumple  $M_{\text{stellar}} < 10^{9.0} M_{\odot}/h$ . Cada punto muestra el valor de la mediana para cada una de las muestras descriptas en las leyendas. Las barras de error fueron calculadas usando la técnica de re-muestreo *bootstrap* pero son lo suficientemente pequeñas como para estar contenidas dentro de cada círculo lleno. Las cruces negras corresponden a las siete asociaciones observadas de galaxias enanas presentadas por Tully et al. (2006).

no cumple un rol fundamental en su evolución dinámica. Esto podría indicarnos que estos sistemas poseen mayor probabilidad de ser sistemas físicos, gravitacionalmente ligados y probablemente ya virializados, que aquellos sistemas donde sus galaxias miembros pertenecen a halos de materia oscura diferentes.

*Agradecimientos:* Este trabajo fue financiado por el Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET), la Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de Córdoba (SeCyT), Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

## Referencias

- Cora S.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 2  
 Planck Collaboration, 2016, A&A, 594, A13  
 Stierwalt S., et al., 2017, Nat. Astron., 1, 0025  
 Tully R.B., 1987, ApJ, 321, 280  
 Tully R.B., 2005, ApJ, 618, 214  
 Tully R.B., 2015, AJ, 149, 54  
 Tully R.B., et al., 2006, AJ, 132, 729  
 Wang P., et al., 2020, NewA, 80, 101405  
 Yaryura C.Y., et al., 2020, MNRAS, 499, 5932



# Relaciones de escala en discos y esferoides en las simulaciones Illustris-TNG

V.A. Cristiani<sup>1,2</sup> & M.G. Abadi<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / valeria.cristiani@unc.edu.ar

**Resumen** / Tanto las galaxias espirales como las elípticas siguen relaciones de escala muy bien establecidas que correlacionan la masa estelar de una galaxia con sus velocidades características. Ejemplos muy bien conocidos de este tipo de relaciones de escala es la relación de Tully-Fisher para galaxias espirales y la relación de Faber-Jackson para las galaxias elípticas. Debido a que las galaxias están formadas por la superposición de distintas componentes estelares, estas relaciones de escala son el reflejo de correlaciones de escalas de cada una de estas componentes estelares por separado. En este trabajo se lleva a cabo la extensión y el análisis de las relaciones de escala de las galaxias espirales y elípticas a las componentes estelares disco y esferoide de una muestra de miles de galaxias cuyas masas estelares están en el rango  $10 < \log(M_*/M_\odot) < 12$ , obtenidas de las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas ILLUSTRIS-TNG. Se encuentra que en ambos casos éstas reproducen el mismo comportamiento que las galaxias espirales y elípticas. Además se analizan el parámetro adimensional de spin del halo y de las componentes estelares encontrando que parece no existir correlación entre ambos. Estos resultados dan cuenta de lo estrechamente ligada que se encuentra la historia de formación y evolución de la galaxia a la de cada una de sus componentes.

**Abstract** / Both spiral and elliptical galaxies follow well-established scaling relations that correlate the stellar mass of a galaxy with its characteristic velocities. Well-known examples of such scaling relations are the Tully-Fisher relation for spiral galaxies and the Faber-Jackson relation for elliptical galaxies. Because galaxies are formed by the superposition of different stellar components, these scaling relations are the reflection of scale correlations of each of these stellar components separately. In this work we perform the extension and analysis of the scale relations of spiral and elliptical galaxies to the stellar disk and spheroid of a sample of thousands of galaxies whose stellar masses are in the range  $10 < \log(M_*/M_\odot) < 12$ , obtained from hydrodynamical cosmological simulations ILLUSTRIS-TNG. It is found that in both cases they reproduce the same behavior as spiral and elliptical galaxies. In addition, the dimensionless spin parameter of the halo and the stellar components are analyzed, finding that there seems to be no correlation between them. These results show how closely the formation and evolution history of the galaxy is linked to that of each of its components.

*Keywords* / galaxies: structure — galaxies: kinematics and dynamics — methods: numerical

## 1. Introducción

Las galaxias son sistemas estelares complejos, formados por la superposición espacial y temporal de diferentes componentes. Las dos componentes en las que se puede separar una galaxia en una primera instancia son el disco y el esferoide, y la predominancia de una sobre la otra define la morfología de la galaxia como elíptica o espiral.

Galaxias de diferentes morfologías parecieran seguir relaciones de escala diferentes. Estas relacionan cantidades físicas fundamentales de las galaxias tales como la masa estelar, la velocidad característica, el tamaño característico o el momento angular. Ejemplos ampliamente estudiados son la relación Tully-Fisher:  $M_* \propto V_{rot}^\alpha$ ;  $\alpha \simeq 3$  (Tully & Fisher, 1977) que correlaciona la masa estelar de la galaxia con la velocidad de rotación, o la relación Faber-Jackson:  $M_* \propto \sigma^\beta$ ;  $\beta \simeq 4$  (Faber & Jackson, 1976) que correlaciona la masa estelar con la dispersión de velocidades. Por lo que entender el origen en común de estas relaciones (Ferrero et al., 2021) e incluso poder extenderlas a las subestructuras

que conforman las galaxias es de fundamental importancia para poder tener un entendimiento acabado sobre la formación y evolución de dichos sistemas.

## 2. Análisis de las fracciones de masa de esferoides

Desde la aparición del primer método de descomposición dinámica (Abadi et al., 2003) hasta la actualidad, se han desarrollado una amplia variedad de los mismos para llevar a cabo la complicada tarea de recuperar las componentes o subestructuras que conforman a las galaxias tales como el disco fino, el disco grueso, el halo estelar, la barra, etc. En este trabajo se adoptaron los mismos métodos que los implementados en Cristiani & Abadi (2021), de ahora en adelante método JE y método AUTO-GMM, con la intención de analizar las variaciones de las propiedades físicas de las componentes que se obtienen al utilizar uno u otro. Para ello se llevó a cabo la descomposición dinámica de una amplia muestra de galaxias pertenecientes a las simulaciones hi-



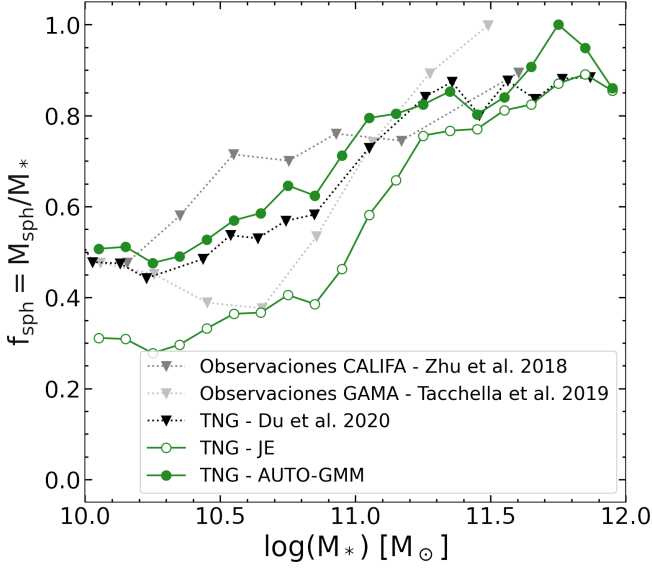


Figura 1: Fracciones de masa de esferoides de galaxias de las simulaciones ILLUSTRIS-TNG. Medianas de las fracciones de masa de los esferoides de galaxias simuladas de ILLUSTRIS-TNG (línea continua con círculos) en función de la masa estelar de la galaxia. Los símbolos vacíos corresponden a los resultados obtenidos por el método JE y los llenos por el método AUTO-GMM. Fracciones de masa obtenidas a partir de las observaciones de CALIFA por Zhu et al. (2018) en triángulos gris y los obtenidos a partir de las observaciones de AGAMA por Tacchella et al. (2019) en gris claro. Medianas de fracciones de masa de galaxias simuladas ILLUSTRIS-TNG obtenidas por Du et al. (2019) en triángulos negros.

drodinámicas cosmológicas de vanguardia, tales como lo son las simulaciones ILLUSTRIS-TNG (Pillepich et al., 2018; Naiman et al., 2018; Nelson et al., 2018; Marinacci et al., 2018; Springel et al., 2018). Se seleccionaron 5931 subhalos pertenecientes a la corrida TNG100 abarcando un rango de masas de  $10 < \log(M_*/M_\odot) < 12$ . Se utilizaron todas las partículas estelares para llevar a cabo la descomposición dinámica, sin embargo se consideraron las pertenecientes dentro de tres veces el radio a mitad de masa estelar para llevar a cabo el cálculo de todas las cantidades físicas. El corte inferior en masa se definió con el objetivo de garantizar una resolución numérica  $> 10000$  partículas estelares, necesaria para poder resolver las componentes de las galaxias. Se calcularon las fracciones de masa de los esferoides  $f_{\text{sph}}$  y las medianas de las mismas utilizando bins de masa de  $\Delta \log(M_*/M_\odot) = 0.1$  (Fig. 1). Se encontró que los esferoides obtenidos por el método JE son en media menos masivos que los identificados con el método AUTO-GMM. Dicha diferencia disminuye con el aumento de la masa de la galaxia. Además, independientemente del método utilizado para llevar a cabo la descomposición dinámica, se observa un aumento de la fracción de masa de esferoides en función de la masa estelar de las galaxias. Esto se condice con la predominancia de galaxias elípticas hacia masas altas. También se encontró que las medianas de las fracciones de masas están en acuerdo con los resultados obtenidos por Zhu et al. (2018) y Tacchella et al. (2019) a partir de datos observacionales.

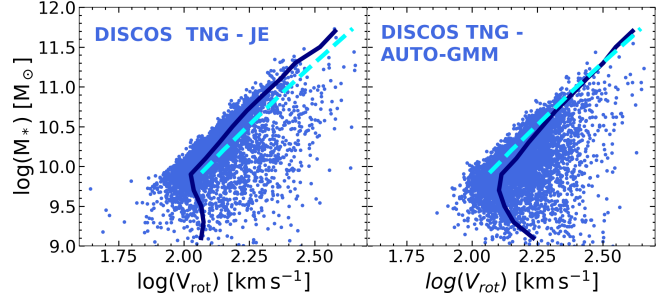


Figura 2: Relación Tully-Fisher para discos pertenecientes a las simulaciones ILLUSTRIS-TNG. En línea continua azul se presenta la mediana y en línea a trazos cian la mediana pertenecientes a Ferrero et al. (2021). Panel izquierdo: discos obtenidos por el método JE. Panel derecho: discos obtenidos por el método AUTO-GMM.

Por último las  $f_{\text{sph}}$  de los subhalos pertenecientes a las simulaciones ILLUSTRIS-TNG obtenidas con el método AUTO-GMM reproducen los resultados obtenidos por Du et al. (2019).

### 3. Relaciones de escala en discos y esferoides

Para extender el estudio de las relaciones escala se construyeron la relación Tully-Fisher de los discos (Fig. 2) y la relación Faber-Jackson de los esferoides (Fig. 3) obtenidos a partir de los dos métodos de descomposición dinámica utilizados. La velocidad de rotación  $V_{\text{rot}}$  se calcula como la media de la velocidad de las partículas asignadas al disco en el radio a mitad de masa de dicha componente. La dispersión de velocidades característica  $\sigma_e$  se calcula a partir de la media de la dispersión de velocidades de aquellas partículas asignadas al esferoide y que se encuentren dentro del radio a mitad de masa de dicha componente. También se calcularon las medianas de  $\log(V_{\text{rot}})$  y  $\log(\sigma_e)$  en bins de masa de  $\log(M_*/M_\odot) = 0.3$  y se encontró que, independientemente del método de descomposición dinámica utilizado, estas siguen las mismas tendencias que encontraron Ferrero et al. (2021) en galaxias espirales y galaxias elípticas. Además se encontró que los discos obtenidos por el método JE son más masivos y rotan menos que los obtenidos a partir del método AUTO-GMM, lo cual se traduce en que el método JE identifica esferoides menos masivos y con menor dispersión de velocidades que los que identifica el método AUTO-GMM. Esto se debe a que el método JE asigna preferentemente a aquellas partículas con baja rotación al disco mientras que el método AUTO-GMM las asigna al esferoide.

### 4. Parámetro adimensional de spin de discos y esferoides

Por otra parte se estudió el parámetro adimensional de spin  $\lambda = \frac{J}{\sqrt{2}MVR}$  (Bullock et al., 2001) de las componentes estelares disco y esferoide ( $\lambda_*$ ), en función del correspondiente al halo de materia oscura ( $\lambda_{\text{halo}}$ ) (Fig. 4). No se encontró evidencia de una correlación entre  $\lambda_*$  y  $\lambda_{\text{halo}}$

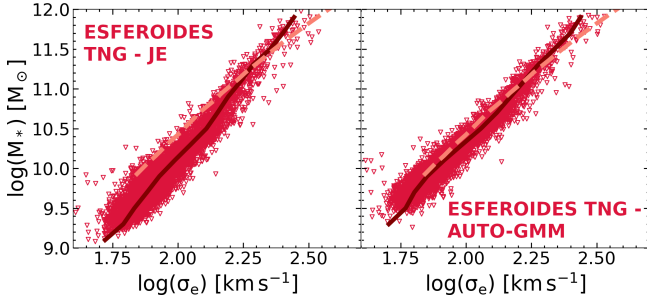


Figura 3: Relación Faber-Jackson para esferoides pertenecientes a las simulaciones ILLUSTRIS-TNG. En línea continua bordó se presenta la mediana y en línea a trazos rosa la mediana pertenecientes a Ferrero et al. (2021). *Panel izquierdo:* esferoides obtenidos por el método JE. *Panel derecho:* esferoides obtenidos por el método AUTO-GMM.

para ningunas de las componentes (discos o esferoides) obtenidas por los métodos de descomposición implementados. Esto coincide con lo que obtuvieron previamente Jiang et al. (2019), por lo que no es conveniente utilizar el parámetro de spin del halo para determinar el tamaño característico de la galaxia en los modelos semi-analíticos por medio la relación  $R_e \simeq \lambda_{halo} R_{vir}$ . Además nuevamente se encontró que los esferoides obtenidos por el método AUTO-GMM rotan más que los obtenidos por el método JE.

## 5. Conclusiones

A partir de la descomposición dinámica de una amplia muestra de galaxias pertenecientes a las simulaciones ILLUSTRIS-TNG en discos y esferoides, utilizando dos métodos diferentes, y del análisis de fracciones de masa de esferoides obtenidas se encontró que las mismas aumentan a medida que lo hace la masa estelar de las galaxias, lo cual concluimos que se debe a que hacia masas altas la morfología de las galaxias que predomina es la elíptica. Además se observó que las medianas de las fracciones de masa de los esferoides obtenidos con el método JE son menores que los obtenidos con el método AUTO-GMM. Por otra parte de la extensión de la relación Tully-Fisher, para galaxias espirales, a discos y de la extensión de la relación Faber-Jackson, para galaxias elípticas, a esferoides encontramos que en todos los casos las componentes reproducen las tendencias establecidas independientemente del método utilizado para llevar a cabo la descomposición dinámica. También se concluyó que los discos del método JE son más masivos y rotan menos que los obtenidos con el método AUTO-GMM y en consecuencia los esferoides del método JE son menos masivos y con mayor dispersión de velocidades que los del método AUTO-GMM. Esto se debe a que los métodos asignan a diferentes componentes las partículas estelares con baja rotación de la galaxia. Esto último también se vio reflejado al llevar a cabo el análisis del  $\lambda_*$  de ambas componentes. Por último a partir de que  $\lambda_{halo}$  de la galaxia parece no presentar una correlación con  $\lambda_*$  de las componentes se reafirmó la conclusión de

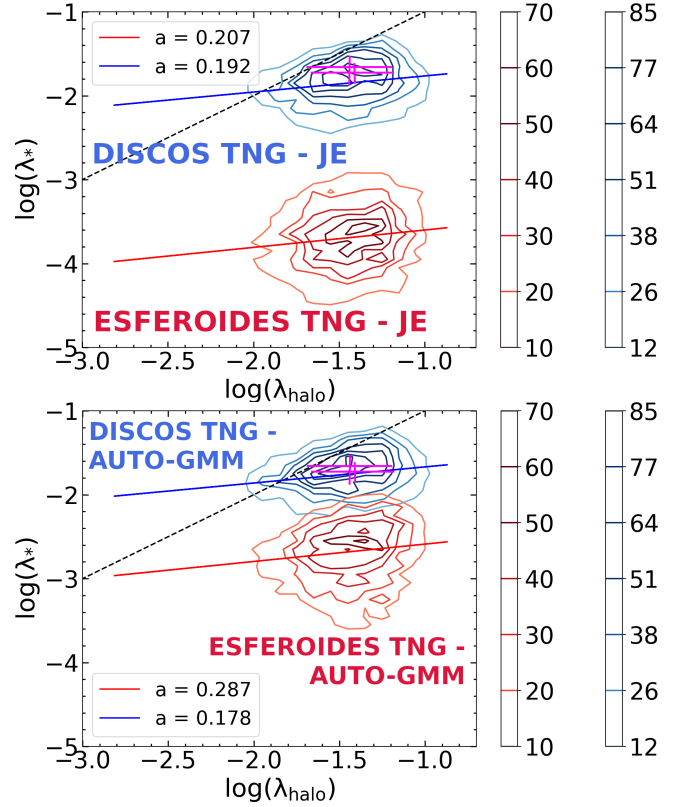


Figura 4: Relación del parámetro adimensional de spin para discos (isocontornos azules) y esferoides (isocontornos rojos) pertenecientes a las simulaciones ILLUSTRIS-TNG. En cruces magenta se encuentran los valores de las medianas pertenecientes al trabajo de Jiang et al. (2019) *Panel superior:* discos y esferoides obtenidos por el método JE. *Panel inferior:* discos y esferoides obtenidos por el método AUTO-GMM.

que  $R_e \simeq \lambda_{halo} R_{vir}$  no es una buena aproximación para estimar los tamaños característicos de galaxias. Como trabajo a futuro queda extender el análisis tanto de las fracciones de masa, así como el de las relaciones de escala y el del parámetro adimensional de spin a las galaxias pertenecientes a las simulaciones EAGLE.

## Referencias

- Abadi M.G., et al., 2003, ApJ, 597, 21  
 Bullock J.S., et al., 2001, ApJ, 555, 240  
 Cristiani V.A., Abadi M.G., 2021, BAAA, 62, 216  
 Du M., et al., 2019, ApJ, 884, 129  
 Faber S.M., Jackson R.E., 1976, ApJ, 204, 668  
 Ferrero I., et al., 2021, A&A, 648, A124  
 Jiang F., et al., 2019, MNRAS, 488, 4801  
 Marinacci F., et al., 2018, MNRAS, 480, 5113  
 Naiman J.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 1206  
 Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624  
 Pillepich A., et al., 2018, MNRAS, 475, 648  
 Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676  
 Tacchella S., et al., 2019, MNRAS, 487, 5416  
 Tully R.B., Fisher J.R., 1977, A&A, 500, 105  
 Zhu L., et al., 2018, Nat. Astron., 2, 233



# Cosmology with cosmic voids

C.M. Correa<sup>1,2</sup> & D.J. Paz<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contact / cmcorrea@unc.edu.ar

**Resumen** / Los vacíos cósmicos constituyen laboratorios cosmológicos prometedores. Sin embargo, resulta fundamental una descripción completa de todos los efectos que sufren las mediciones observacionales en el espacio de redshift con el fin de obtener ajustes cosmológicos no sesgados. Presentamos una descripción concisa de estos efectos y sentamos las bases teóricas para el diseño de tests cosmológicos confiables basados en la distribución de tamaños de los voids y en la función de correlación cruzada void-galaxia. Mostramos que los relevamientos espectroscópicos modernos ofrecen una señal ruido alta para detectarlos y estudiarlos.

**Abstract** / Cosmic voids constitute promising cosmological laboratories. However, a full description of all the redshift-space effects that affect observational measurements is mandatory in order to obtain unbiased cosmological constraints. We make a description in a nutshell of these effects and lay the theoretical foundations for designing reliable cosmological tests based on the void size function and the void-galaxy cross-correlation function. We show that modern spectroscopic surveys offer a high signal-to-noise ratio to detect and study them.

*Keywords* / cosmological parameters — dark energy — distance scale — large-scale structure of universe

## 1. Introduction

Cosmic voids are promising cosmological probes for testing the dark energy problem and alternative gravity theories. Since they are vast underdense regions of space, they encode key information about the geometry and expansion history of the Universe. Moreover, the potential of voids has increased recently with the development of modern spectroscopic surveys, which are covering a volume and redshift range without precedents.

There are two primary statistics in void studies: (i) the void size function, that describes the abundance of voids (Sheth & van de Weygaert, 2004; Jennings et al., 2013), and (ii) the void-galaxy cross-correlation function (Paz et al., 2013; Cai et al., 2016), that characterises the density and peculiar velocity fields around them. Both statistics are affected by distortions in the observed spatial distribution of galaxies, which translate into anisotropic patterns: (i) the redshift-space distortions (Kaiser, 1987, RSD), a dynamical effect, and (ii) the Alcock & Paczynski (1979, AP) distortions, a geometrical effect. Both effects encode fundamental information about the cosmological parameters (Correa et al., 2019; Hamaus et al., 2020; Hawken et al., 2020; Nadathur et al., 2020).

However, there has been an obstacle that has prevented the use of voids as reliable cosmological probes. Our standard picture of distortions is incomplete. Traditionally, we have focused only on the spatial distribution of galaxies around voids. The truth is that the RSD and AP effects also affect intrinsic void properties, such as their number, their size and their spatial distribution. These systematics generate additional anisotropic patterns on observations that lead to biased cosmological

constraints if they are not taken into account properly.

The purpose of this article is to compile the main results of various works in order to lay the theoretical foundations for designing reliable and unbiased cosmological tests based on the void size function and the void-galaxy cross-correlation function.

## 2. Redshift-space effects in voids

This section is based on the results obtained in Correa et al. (2021) using the so-called spherical void finder (Ruiz et al., 2015). Galaxies can be considered as particles under the mapping between real and redshift space. They are totally conserved in this process, only their position changes. Voids, by contrast, are extensive regions: some may get lost, others may be created artificially. Nevertheless, we found that voids above the shot-noise level are almost conserved under this mapping, the loss of voids decreases as larger sizes are considered. Therefore, it is statistically valid to assume *void number conservation*.

Redshift-space voids are systematically bigger than their real-space counterparts. This *expansion effect* (hereafter t-RSD) is a consequence of the RSD induced by tracer dynamics at scales around the void radius. The volume of voids is also affected by the AP effect. This is because the discrepancies between the fiducial and true cosmologies generate deviations between the void dimensions along ( $\parallel$ ) and perpendicular ( $\perp$ ) to the line of sight (hereafter LOS). This is the *Alcock-Paczynski volume effect*. An analytical description is possible from dynamical (Eq. 9) and cosmological (Eq. 10) considerations, from which a linear relation is found between the real and redshift-space radii:  $R_v^{rs}$  and

$R_v^{zs}$ , respectively:

$$R_v^{zs} = q_{AP} q_{RSD} R_v^{rs}, \quad (1)$$

where

$$q_{RSD} = 1 - \frac{1}{6} \frac{f(z)}{b} \Delta_{v,g}^{NL}, \quad q_{AP} = \sqrt[3]{(q_{AP}^\perp)^2 q_{AP}^\parallel}, \quad (2)$$

where in turn,  $q_{AP}^\perp = D_M^{\text{fid}}(z)/D_M^{\text{true}}(z)$  and  $q_{AP}^\parallel = H_{\text{true}}(z)/H_{\text{fid}}(z)$ . In  $q_{RSD}$ ,  $\Delta_{v,g}^{NL}$  is the average density contrast threshold defined for void identification,  $f(z)$  the logarithmic growth rate of density perturbations, and  $b$  the bias parameter relating the galaxy and matter density fields. In  $q_{AP}$ ,  $D_M$  denotes the comoving angular diameter distance, and  $H$  the Hubble parameter. The indices “fid” and “true” refer to fiducial and true cosmology quantities, respectively. In both cases,  $z$  is the mean redshift of the void.

Finally, redshift-space void centres are systematically shifted along the LOS. This is the *off-centring effect* (hereafter v-RSD), a consequence of a new class of RSD induced by the global dynamics of the region containing the void. An analytical description can be obtained from an RSD displacement applied to the void centre:

$$s_{v\perp} = r_{v\perp}, \quad s_{v\parallel} = r_{v\parallel} + v_{v\parallel} \frac{1+z}{H(z)}. \quad (3)$$

Here,  $\mathbf{r}_v = (r_{v\perp}, r_{v\parallel})$ ,  $\mathbf{s}_v = (s_{v\perp}, s_{v\parallel})$  and  $\mathbf{v}_v = (v_{v\perp}, v_{v\parallel})$  denote the real-space position vector of the centre, its redshift-space counterpart, and the void net velocity (Lambas et al., 2016), respectively.

### 3. Void size function

The void size function quantifies the comoving number density of cosmic voids as a function of their effective radii. It is analogous to the mass function of dark matter haloes. Therefore, it can be modelled using the excursion set formalism combined with the spherical evolution of density perturbations (Sheth & van de Weygaert, 2004).

Following this approach, Jennings et al. (2013) derived a *volume conserving model*, which assumes that the total volume occupied by cosmic voids is conserved in the transition from linear to non-linear regime:

$$\frac{dn_v}{d \ln R_v^{rs}} = \frac{f_{\text{ln}\sigma}(\sigma)}{4/3\pi(R_v^{rs})^3} \frac{d \ln \sigma^{-1}}{d \ln R_{v,L}^{rs}} \frac{d \ln R_{v,L}^{rs}}{d \ln R_v^{rs}}. \quad (4)$$

Here,  $\sigma$  is the square root of the mass variance (dependent on the matter power spectrum), whereas  $f_{\text{ln}\sigma}$  is the fraction of the Universe occupied by voids:

$$f_{\text{ln}\sigma} = 2 \sum_{j=1}^{\infty} j \pi \chi^2 \sin(j\pi\mathcal{D}) \exp\left[-\frac{(j\pi\chi)^2}{2}\right], \quad (5)$$

where in turn,  $\chi = \mathcal{D}\sigma/|\Delta_v^L|$  and  $\mathcal{D} = |\Delta_v^L|/(|\Delta_v^L| + \Delta_c^L)$ .  $\Delta_c^L$  and  $\Delta_v^L$  represent the two barriers needed in the excursion set to take into account both the void-in-cloud and void-in-void modes. The former is expected to vary within  $1.06 < \Delta_c^L < 1.686$ , the moments of turn-around and collapse, respectively. The latter is expected to be the moment of shell-crossing in the expansion process. Finally,  $R_{v,L}^{rs}$  is the linear radius predicted by theory. It can be related to its non-linear counterpart by a constant factor:  $R_v^{rs} = \gamma R_{v,L}^{rs}$ , with  $\gamma = (1 + \Delta_v^{NL})^{-1/3}$ .

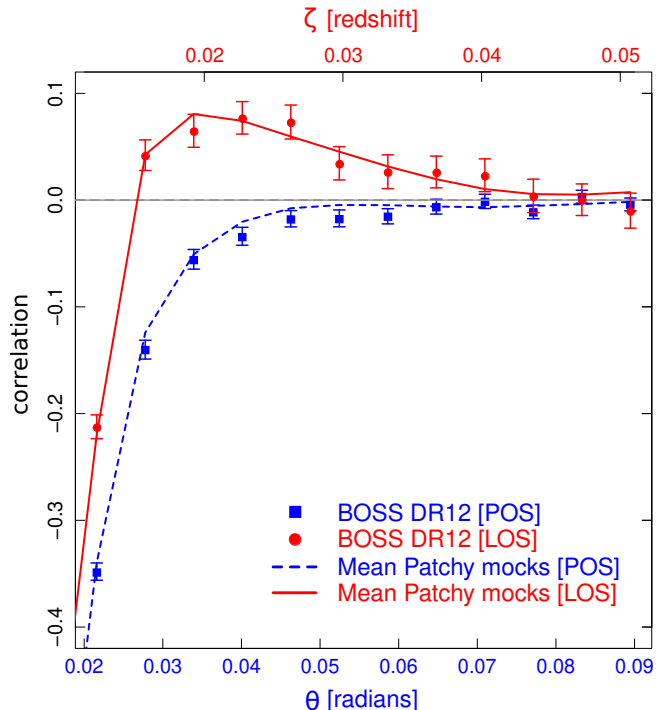


Figure 1: Plane-of-sky and line-of-sight projections of the void-galaxy cross-correlation function measured from BOSS DR12 data and from the simulated MultiDark Patchy mocks.

The shell-crossing moment for voids identified from the underlying total matter distribution corresponds to the non-linear value  $\Delta_v^{NL} = -0.8$ , or equivalently, to the linearly extrapolated value  $\Delta_v^L = -2.71$ . However, in practice, we can only define voids from the observed galaxy distribution. In this case, it is not trivial to relate this event to a specific density threshold. This can be overcome by the procedure suggested by Contarini et al. (2019). First, we define an observational density threshold as low as possible:  $\Delta_{v,g}^{NL}$  (usually less than  $-0.7$ ). Then, we relate this value to the one corresponding to the total matter density field by means of the bias parameter:  $\Delta_v^{NL} = \Delta_{v,g}^{NL}/b$ . Finally, we derive its corresponding linear value with the fitting formula provided by Bernardau (1994):  $\Delta_v^L = C[1 - (1 + \Delta_v^{NL})^{-1/C}]$ , with  $C = 1.594$ .

The last aspect that we need to consider is to relate the redshift and real-space void radii by means of the t-RSD and AP volume effects (Eq. 1). These are the theoretical foundations for designing a cosmological test with the void size function.

### 4. Void-galaxy cross-correlation function

In Correa et al. (2019), we provided an empirical fitting expression for the real-space correlation function suitable for voids above the shot-noise level:

$$\xi(r) = \begin{cases} Ar - 1 & \text{if } r < r_{\text{wall}} \\ -\xi_0 \left[ \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3} + \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\alpha} \right] & \text{if } r \geq r_{\text{wall}}, \end{cases} \quad (6)$$

where  $r$  denotes distance to the void centre, and  $r_{\text{wall}}$  is a characteristic scale separating their inner and outer

parts. This model has three free parameters:  $\xi_0$ ,  $r_0$  and  $\alpha$  (the slope A can be derived from  $\Delta_{v,g}^{NL}$ ).

To study the distortion effects, it is more convenient to represent the correlation function as a 2D contour map with axes perpendicular and along the LOS:  $\xi(s_{\perp}, s_{\parallel})$ . The following expressions relate the real and redshift-space separation vectors between a void-galaxy pair:  $\mathbf{r} = (r_{\perp}, r_{\parallel})$  and  $\mathbf{s} = (s_{\perp}, s_{\parallel})$ , via their relative velocity:  $\mathbf{v} = (v_{\perp}, v_{\parallel})$ :

$$s_{\perp} = r_{\perp}, \quad s_{\parallel} = r_{\parallel} + v_{\parallel} \frac{1+z}{H(z)}. \quad (7)$$

The t-RSD effect can be modelled with the so-called *Gaussian streaming model* (Paz et al., 2013):

$$1 + \xi(s_{\perp}, s_{\parallel}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1+\xi(r)}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left[-\frac{(v_{\parallel}-v(r)\frac{r_{\parallel}}{r})^2}{2\sigma_v^2}\right] dv_{\parallel}, \quad (8)$$

where  $v(r)$  is a profile characterising the velocity field  $\mathbf{v}$ , and  $\sigma_v$  the velocity dispersion, taken as a free parameter. The former can be derived analytically in the linear regime:

$$v(r) = -\frac{H(z)}{(1+z)} \frac{f(z)}{b} \frac{1}{r^2} \int_0^r \xi(r') r'^2 dr'. \quad (9)$$

Actually, the distance between a void-galaxy pair must be inferred from an angle  $\theta$  on the plane of the sky (hereafter POS) and a redshift separation  $\zeta$  along the LOS. This involves the following cosmological equations:

$$s_{\perp} = D_M(z)\theta, \quad s_{\parallel} = \frac{c}{H(z)}\zeta, \quad (10)$$

where  $c$  denotes the speed of light. We consider in this way the AP effect.

Now, we will follow the methodology that we developed in Correa et al. (2019) by considering the POS and LOS projections of the correlation function. They are obtained respectively by projecting it towards the  $\perp$ -axis in a given redshift range, and towards the  $\parallel$ -axis in a given angular range. It is important to consider that correlations are measured via a binning scheme, where several scales are mixed. A generic bin is a cylindrical shell oriented along the LOS with the following dimensions:  $s_{\perp}^{\text{int}}$  (internal radius),  $s_{\perp}^{\text{ext}}$  (external radius),  $s_{\parallel}^{\text{low}}$  (lower height) and  $s_{\parallel}^{\text{up}}$  (upper height). Then, the correlation estimator for such a bin is given by:

$$\xi_{\text{bin}} = 2 \frac{\int_{s_{\parallel}^{\text{low}}}^{s_{\parallel}^{\text{up}}} ds_{\parallel} \int_{s_{\perp}^{\text{int}}}^{s_{\perp}^{\text{ext}}} s_{\perp} [1 + \xi(s_{\perp}, s_{\parallel})] ds_{\perp}}{((s_{\perp}^{\text{ext}})^2 - (s_{\perp}^{\text{int}})^2)(s_{\parallel}^{\text{up}} - s_{\parallel}^{\text{low}})} - 1. \quad (11)$$

The projected correlations are special cases with the following limits: (i)  $s_{\parallel}^{\text{low}} \rightarrow 0$  and  $s_{\parallel}^{\text{up}} \rightarrow \text{PR}_{\parallel}$  for the POS correlation, and (ii)  $s_{\perp}^{\text{int}} \rightarrow 0$  and  $s_{\perp}^{\text{ext}} \rightarrow \text{PR}_{\perp}$  for the LOS correlation. Here,  $\text{PR}_{\perp}$  and  $\text{PR}_{\parallel}$  are the corresponding projection ranges.

This model still needs to consider the v-RSD effect. This is work in progress. It can be modelled by incorporating information about the void net velocity distribution into Eq. (8). But there is more. In Correa et al. (2022), we found that there is an extra source of anisotropic patterns in the correlation function: the intrinsic ellipsoidal nature of voids. This is the *ellipticity effect* (e-RSD). Currently, we are working in an extension of the spherical void finder that allows to define voids as free-shape underdense regions of maximal

volume (Paz et al, in prep.). These are the theoretical foundations for designing a cosmological test with the correlation function.

By way of illustration\*, Fig. 1 shows the POS and LOS projections of the correlation function measured from the spectroscopic survey BOSS DR12 (Dawson et al., 2013). We also show the results obtained from the simulated MultiDark Patchy mock surveys (Kitaura et al., 2016). The consistency between both data sets is a promising result. The error bars were calculated from the covariance matrix obtained from these mocks. In both cases, we selected a void sample with sizes between  $30 \leq R_v^{\text{zs}}/\text{Mpc} \leq 35$ . Correlations were treated directly in terms of the angular and redshift coordinates,  $\theta$  and  $\zeta$ , hence it is not necessary to assume a fiducial cosmology for the posterior analysis. We took the following projection ranges:  $\text{PR}_{\perp} = 0.0232$  and  $\text{PR}_{\parallel} = 0.0131$ , chosen to be approximately equal to 30 Mpc in the fiducial cosmology. This allows us to capture effectively the anisotropic patterns in both directions. The LOS projection is much more sensitive to the distortion effects than the POS projection. Hence, the large differences between the two confirm the fact that it is possible to detect and analyse all the redshift-space effects addressed in this work with high precision.

## 5. Conclusions

Cosmic voids are promising cosmological probes. However, it is mandatory a full description of all the redshift-space effects that affect observational measurements in order to obtain unbiased cosmological constraints. Void systematics can be summarised as follows: (i) the AP effect, (ii) the expansion effect (t-RSD), (iii) the off-centring effect (v-RSD), and (iv) the ellipticity effect (e-RSD). We made a description in a nutshell of these effects and laid the theoretical foundations for designing reliable cosmological tests with the void size function and the void-galaxy cross-correlation function.

## References

- Alcock C., Paczynski B., 1979, *Nature*, 281, 358
- Bernardeau F., 1994, *ApJ*, 427, 51
- Cai Y.C., et al., 2016, *MNRAS*, 462, 2465
- Contarini S., et al., 2019, *MNRAS*, 488, 3526
- Correa C.M., et al., 2019, *MNRAS*, 485, 5761
- Correa C.M., et al., 2021, *MNRAS*, 500, 911
- Correa C.M., et al., 2022, *MNRAS*, 509, 1871
- Dawson K.S., et al., 2013, *AJ*, 145, 10
- Hamaus N., et al., 2020, *JCAP*, 2020, 023
- Hawken A.J., et al., 2020, *JCAP*, 2020, 012
- Jennings E., Li Y., Hu W., 2013, *MNRAS*, 434, 2167
- Kaiser N., 1987, *MNRAS*, 227, 1
- Kitaura F.S., et al., 2016, *MNRAS*, 456, 4156
- Lambas D.G., et al., 2016, *MNRAS*, 455, L99
- Nadathur S., et al., 2020, *MNRAS*, 499, 4140
- Paz D., et al., 2013, *MNRAS*, 436, 3480
- Ruiz A.N., et al., 2015, *MNRAS*, 448, 1471
- Sheth R.K., van de Weygaert R., 2004, *MNRAS*, 350, 517

\*More details can be found at Dr. Correa's PhD thesis <https://rdu.unc.edu.ar/handle/11086/21041>.



# Más de 5500 nuevas galaxias detrás del plano de la Vía Láctea

L.D. Baravalle<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / lbaravalle@unc.edu.ar

**Resumen** / La distribución de galaxias en el cielo es incompleta debido a nuestra propia Galaxia. A medida que nos acercamos al plano Galáctico, el número de galaxias disminuye notablemente debido a la presencia de gas, polvo y alta densidad estelar proveniente de nuestra Galaxia. En este trabajo presentamos el *VVV NIRGC*, el catálogo de 5554 galaxias en la región sur del disco Galáctico usando imágenes del relevamiento VISTA Variables in the Vía Láctea. Este catálogo consta de parámetros morfológicos y fotométricos de las galaxias en las bandas  $J$ ,  $H$  y  $K_s$  del relevamiento. De estas galaxias sólo 45 han sido previamente estudiadas fotométricamente por otros autores y 7 poseen estimaciones de la velocidad radial. Se están utilizando diversos métodos de agrupamiento para encontrar sistemas de galaxias en estas regiones de bajas latitudes Galácticas poco estudiadas. Además, dando continuidad a este trabajo, se están desarrollando métodos de aprendizaje automático para la detección y clasificación de galaxias en la extensión del relevamiento VVV. De esta manera se pretende aportar al estudio de galaxias en estas regiones poco exploradas.

**Abstract** / The distribution of galaxies in the sky is incomplete due to our own Galaxy. Approaching to the Galactic plane, the number of galaxies decreases notably due to the presence of gas, dust and high stellar density coming from our Galaxy. In this work we present the *VVV NIRGC*, the catalogue of 5554 galaxies in the southern region of the Galactic disk using images from the VISTA Variables in the Vía Láctea survey. It consists of morphological and photometric parameters of the galaxies in the  $J$ ,  $H$  and  $K_s$  passbands of the survey. Of these galaxies, only 45 have been previously studied photometrically by other authors and 7 of them have radial velocity estimates. We have applied different clustering methods to find galaxy systems in these poorly studied low-latitude Galactic regions. Furthermore, giving continuity to this work, we are developing machine learning methods for the detection and classification of galaxies in the extension of the VVV survey. In this way, we intend to contribute to the study of the distribution of galaxies in these poorly explored regions.

**Keywords** / catalogues — surveys — galaxies: photometry — infrared: galaxies

## 1. Introducción

Obtener una muestra completa de galaxias en todo el cielo, y por lo tanto libre de sesgos de selección, encuentra su mayor dificultad en los efectos de oscurecimiento a bajas latitudes Galácticas, principalmente en la región del *ZoA* (del inglés, *Zone of Avoidance*). En estas regiones, la extinción por polvo y gas Galácticos y la gran densidad de estrellas obstaculizan no sólo la identificación de galaxias, sino también estudios posteriores (Schröder et al., 2019).

El uso de relevamientos en el infrarrojo (IR) cercano, como el *2 Micron All Sky Survey (2MASS)*, (Skrutskie et al. 2006), minimiza los efectos de extinción en la región del *ZoA* en comparación con lo que ocurre en las longitudes de onda del óptico. En este sentido, Jarrett et al. (2000b,a) desarrollaron un algoritmo para detectar y caracterizar fuentes extensas usando datos del *2MASS*, como galaxias y nebulosas Galácticas. En aquellos relevamientos que utilizan la línea de 21 cm del hidrógeno neutro (HI), las observaciones de los objetos sufren aún menos los efectos de extinción, permitiendo la detección y el estudio de fuentes extragalácticas a bajas latitudes Galácticas (Staveley-Smith et al., 2016). Los relevamien-

tos en IR y en HI son complementarios, ya que el IR favorece principalmente la detección de galaxias de tipo temprano, mientras que los relevamientos en HI favorecen la detección de galaxias de tipo tardío (Ramatsoku et al., 2016).

El relevamiento *VISTA Variables in the Vía Láctea (VVV)*, (Minniti et al. 2010), es un relevamiento en IR cercano diseñado para estudiar la población y la estructura estelar de la Galaxia en cinco bandas ( $Z$ ,  $Y$ ,  $J$ ,  $H$ ,  $K_s$ ). El mismo ofrece una excelente oportunidad para estudiar fuentes extragalácticas a bajas latitudes Galácticas, como galaxias de fondo, galaxias activas como quásares y blazares, grupos y cúmulos de galaxias. En este sentido, podemos citar el trabajo de Amôres et al. (2012) quienes identificaron galaxias basados en la inspección visual y en el análisis de tamaños y colores comparado con las estrellas del campo. También los trabajos de identificación de galaxias en sobredensidades de Caldwell et al. (2014) y Galdeano et al. (2021); y los trabajos de Pichel et al. (2020) y Donoso et al. (2021) que estudian candidatos a blazares a bajas latitudes Galácticas.

Nuestro grupo de trabajo (M. V. Alonso, J. L. Nilo Castellón, C. Valotto & D. Minniti) comenzó a traba-

jar con la detección y caracterización de fuentes extragalácticas en imágenes del relevamiento *VVV* utilizando *SExtractor + PSFEx* (Bertin & Arnouts, 1996; Bertin, 2011) en la periferia del disco Galáctico (Baravalle et al., 2011). En Baravalle et al. (2018) se detalla la metodología desarrollada a partir del análisis de parámetros morfológicos y fotométricos y se presenta un catálogo de más de 500 candidatos a galaxias. Estas fuentes son, en general, pequeñas, circulares, con índice de concentración cercano a 3 e índice de Sersic de 4, indicando que los objetos detectados son de tipo temprano. Usando esta metodología se detectó el primer cúmulo de galaxias a muy baja latitud Galáctica (*VVV-J144321-611754*,  $l = 315.836^\circ$ ,  $b = -1.650^\circ$ ) (Baravalle et al., 2019). Esta concentración comprende 25 galaxias en una región de  $30 \times 30 \text{ arcmin}^2$  centrada en la galaxia más brillante. Realizamos un análisis automático de agrupamiento, dando como resultado que *VVV-J144321-611754* es una concentración real y compacta de galaxias de tipo temprano. Asumiendo que se trata de un cúmulo de baja luminosidad en rayos X, se estimó el redshift fotométrico de la galaxia más brillante,  $z=0.196 \pm 0.025$ . Observaciones espectroscópicas llevadas a cabo con FLAMINGOS-2 en Gemini Sur muestran que los espectros de las dos galaxias más brillantes corresponden a espectros típicos de galaxias de tipo temprano, obteniendo valores de redshift de  $z=0.234 \pm 0.022$  y  $z=0.232 \pm 0.019$  para estas galaxias. Finalmente detectamos la secuencia roja en el diagrama Color-Magnitud (Gladders & Yee 2000) con una pendiente consistente con un cúmulo de galaxias a  $z=0.2$ .

## 2. Datos, metodología y resultados

Para llevar a cabo este trabajo hemos extendido la metodología desarrollada en Baravalle et al. (2018) a los 152 *tiles* correspondientes al disco del relevamiento *VVV*. En Baravalle et al. (2018) se estableció un criterio de separación entre fuentes puntuales y extendidas. Estas últimas deben satisfacer los siguientes criterios morfológicos: índice de estelaridad *CLASS\_STAR*  $< 0.3$ ; parámetro *SPREAD\_MODEL*,  $\Phi > 0.002$ ; radio que contiene el 50 % del flujo total del objeto ( $R_{1/2}$ ),  $1.0 < R_{1/2} < 5.0 \text{ arcsec}$  e índice de concentración ( $C$ , Conselice et al. 2000),  $2.1 < C < 5$ . A todas las fuentes que satisfacen este criterio, que llamamos extendidas, le aplicamos los siguientes cortes en los colores para eliminar falsas detecciones:  $0.5 < (J - K_s) < 2.0 \text{ mag}$ ,  $0.0 < (J - H) < 1.0 \text{ mag}$ ,  $0.0 < (H - K_s) < 2.0 \text{ mag}$ , y  $(J - H) + 0.9(H - K_s) > 0.44 \text{ mag}$ . Por último realizamos una minuciosa inspección visual de las imágenes en las bandas  $J$ ,  $H$  y  $K_s$  para eliminar falsas detecciones. En caso de dudas, se analizaron imágenes en falso color construidas en base a imágenes  $J$ ,  $H$  y  $K_s$ . Las falsas detecciones corresponden en su mayoría a estrellas dobles, triples o asociaciones estelares propias de la Galaxia. De esta manera se obtienen la muestra de galaxias confirmadas visualmente.

Cabe mencionar que en este trabajo se hizo uso de dos tipos de magnitudes provistas por *SExtractor*: *MAG\_AUTO* (magnitud de Kron) y *MAG\_APER* (magnitud dentro de una apertura de 2 seg. de arco de diáme-

tro) utilizada para calcular colores. Todas las magnitudes fueron corregidas por extinción estelar utilizando los mapas de Schlafly & Finkbeiner (2011) y los coeficientes de extinción del relevamiento *VVV* de Catelan et al. (2011).

Siguiendo el procedimiento detallado anteriormente, se obtuvo un catálogo fotométrico y morfológico de 5563 galaxias visualmente confirmadas, *VVV NIR Galaxy Catalogue (VVV NIRGC)*, Baravalle et al. (2021). Cabe mencionar que en un análisis posterior fueron descontadas 9 estrellas determinadas por Gaia-DR3 (Gaia Collaboration et al., 2021), quedando de esta manera un catálogo con 5554 galaxias. Este catálogo se encuentra disponible en forma electrónica para su descarga \*.

Del total de galaxias identificadas en *VVV NIRGC*, sólo 55 galaxias han sido previamente estudiadas, reportadas en los trabajos de Schröder et al. (2007); Williams et al. (2014); Said et al. (2016) y Schröder et al. (2019). Por lo que el 99 % de los objetos corresponden a nuevas detecciones, siendo este el mayor catálogo de galaxias a través del disco de la Vía Láctea. La Figura 1 muestra la distribución de galaxias en coordenadas Galácticas. Se puede observar que la mayor parte de las galaxias detectadas se encuentran en las regiones periféricas del disco. A medida que la latitud Galáctica se aproxima a cero disminuye considerablemente la detección. Este resultado muestra que las principales limitaciones en la detección de galaxias en estas regiones son la extinción interestelar, extrema en algunos casos, y la alta densidad estelar Galáctica (ver Figuras 8 y 9 de Baravalle et al. 2021). Además presentamos también una descripción de 185 fuentes extendidas del relevamiento *2MASS* que se encuentran en la región de estudio, de las cuales 163 son principalmente objetos Galácticos (cúmulos estelares, objetos estelares jóvenes, regiones HII y nebulosas planetarias). Alrededor del 16 % de esos objetos no han sido estudiados previamente por lo que los hemos clasificado visualmente según su apariencia en las imágenes en IR cercano.

El catálogo *VVV NIRGC* está siendo utilizado para realizar estudios estadísticos extragalácticos a bajas latitudes, como por ejemplo la detección de sistemas de galaxias. Para ello hemos implementado diversos métodos de agrupamiento automático, como la tesselación de Voronoi (Voronoi, 1908), Minimum Spanning Tree (MST) (e.g. Campana et al., 2008), the Ordering Points to Identify the Clustering (OPTICS) (McConnachie et al., 2018; Massaro et al., 2019) y grupos compactos siguiendo la metodología de Hickson (1982). De esta manera, hemos encontrado 19 sistemas que se identifican con los 4 métodos al mismo tiempo, por lo que estas sobredensidades tienen mayor probabilidad de ser asociaciones reales (Soto et al. 2021, enviado al MNRAS para su publicación). Estudios espectroscópicos serán fundamentales para la confirmación espectroscópica la naturaleza extragaláctica de estos sistemas. Actualmente estamos implementando la misma metodología que se ha utilizado para procesar los datos del relevamiento *VVV* en el nuevo relevamiento *VVV eXtended Survey, VVVX* (Minniti, 2018). Este relevamiento es una exten-

\*[https://catalogs.oac.uncor.edu/vvv\\_nirgc/](https://catalogs.oac.uncor.edu/vvv_nirgc/)

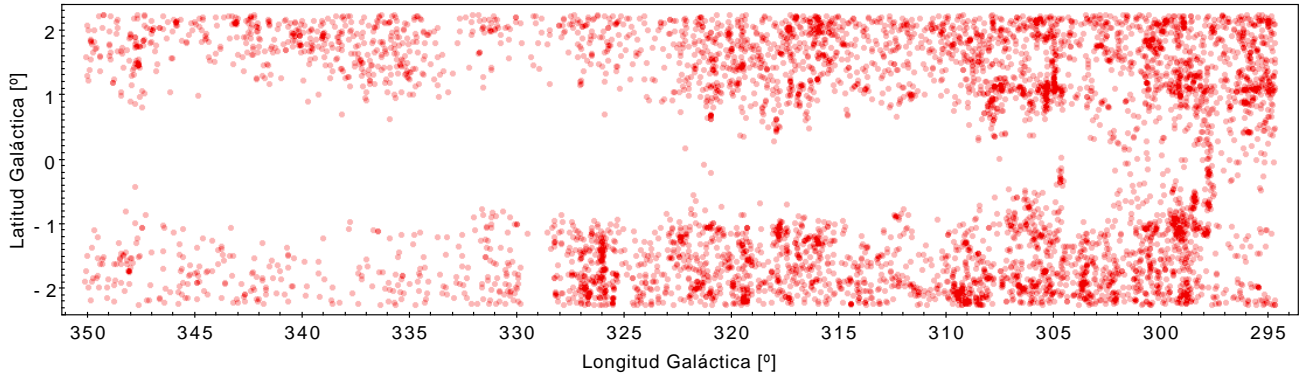


Figura 1: Distribución de galaxias del catálogo *VVV NIRGC* en coordenadas Galácticas

sión del relevamiento *VVV* observando nuevas regiones de la Galaxia ( $130^\circ < l < +20^\circ$ ) en las bandas *J*, *H* y *K<sub>s</sub>*. Centraremos nuestro análisis en la región correspondiente al disco Galáctico. Como el relevamiento *VVVX* abarca grandes volúmenes de datos, imposibles de analizar con los métodos tradicionales, su análisis requiere nuevas herramientas en donde la minería de datos y el aprendizaje automatizado se vuelven cruciales. A razón de esto, estamos implementado métodos de aprendizaje automático, supervisados y no supervisados, para la detección de galaxias de manera automática. Este trabajo se está realizando en colaboración con investigadores del IATE: V. Dassa, M. Sgró, M. Lares y C. Villalón.

### 3. Comentarios finales

Aplicamos el algoritmo de detección y caracterización de galaxias desarrollado en Baravalle et al. (2018) en la región del disco sur del relevamiento *VVV* y obtuvimos un catálogo que consta de parámetros morfológicos y fotométricos de 5554 galaxias, todas ellas confirmadas visualmente. Sólo 45 de estas galaxias fueron previamente estudiadas por otros autores y 7 tienen determinación de velocidad radial. La extinción interestelar junto con la densidad estelar son las principales limitaciones en la detección de galaxias a baja latitud Galáctica.

Actualmente estamos implementando métodos de agrupamiento automático en el catálogo *VVV NIRGC* para encontrar sobredensidades. Además estamos aplicando la metodología desarrollada, junto con métodos de aprendizaje automático, para la detección de galaxias en el relevamiento *VVVX*. La continuidad y sistematicidad de este tipo de trabajos es necesaria para contribuir al estudio de la distribución de galaxias en estas regiones del cielo poco estudiadas, tanto en su disposición tridimensional como en el espacio de parámetros.

*Agradecimientos:* Agradezco al comité científico la oportunidad de presentar este trabajo en esta 63a. Reunión Anual de la AAA y al revisor del artículo por sus constructivos comentarios. Además agradezco al Consejo Deliberante de Córdoba por el beneplácito No. 1772 otorgado en reconocimiento a este trabajo. Este estudio fue realizado con datos del ESO Public Survey (Programa 179.B-20002) obtenidos con el telescopio VISTA y llevado a cabo mediante subsidios de CONICET y SECyT.

### Referencias

- Amôres E.B., et al., 2012, *AJ*, 144, 127  
 Baravalle L., Alonso M.V., Nilo Castellón J.L., 2011, *BAAA*, 54, 89  
 Baravalle L.D., et al., 2018, *Astron. J.*, 155, 46  
 Baravalle L.D., et al., 2019, *ApJ*, 874, 46  
 Baravalle L.D., et al., 2021, *MNRAS*, 502, 601  
 Bertin E., 2011, I.N. Evans, A. Accomazzi, D.J. Mink, A.H. Rots (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 442, 435  
 Bertin E., Arnouts S., 1996, *Astron. Astroph. Supplement (Journal)*, 117, 393  
 Campana R., et al., 2008, *MNRAS*, 383, 1166  
 Catelan M., et al., 2011, A. McWilliam (Ed.), *RR Lyrae Stars, Metal-Poor Stars, and the Galaxy*, vol. 5, 145  
 Coldwell G., et al., 2014, *Astron. Astroph.*, 569, A49  
 Conselice C.J., Bershady M.A., Jangren A., 2000, *Astrophys. J.*, 529, 886  
 Donoso L.G., et al., 2021, *BAAA*, 62, 231  
 Gaia Collaboration, et al., 2021, *A&A*, 649, A1  
 Galdeano D., et al., 2021, *A&A*, 646, A146  
 Gladders M.D., Yee H.K.C., 2000, *AJ*, 120, 2148  
 Hickson P., 1982, *ApJ*, 255, 382  
 Jarrett T.H., et al., 2000a, *AJ*, 119, 2498  
 Jarrett T.H., et al., 2000b, *AJ*, 120, 298  
 Massaro F., et al., 2019, *ApJS*, 240, 20  
 McConnachie A.W., et al., 2018, *ApJ*, 868, 55  
 Minniti D., 2018, G. Gionti, J.B. Kikwaya Eluo (Eds.), *The Vatican Observatory, Castel Gandolfo: 80th Anniversary Celebration, Astrophysics and Space Science Proceedings*, vol. 51, 63  
 Minniti D., et al., 2010, *NewA*, 15, 433  
 Pichel A., et al., 2020, *MNRAS*, 491, 3448  
 Ramatsoku M., et al., 2016, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 460, 923  
 Said K., et al., 2016, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 462, 3386  
 Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, *Astrophys. J.*, 737, 103  
 Schröder A.C., van Driel W., Kraan-Korteweg R.C., 2019, *MNRAS*, 482, 5167  
 Schröder A.C., et al., 2007, *A&A*, 466, 481  
 Skrutskie M.F., et al., 2006, *Astron. J.*, 131, 1163  
 Staveley-Smith L., et al., 2016, *Astron. J.*, 151, 52  
 Voronoi G., 1908, *Journal für die reine und angewandte Mathematik (Crelles Journal)*, 1908, 198  
 Williams W.L., Kraan-Korteweg R.C., Woudt P.A., 2014, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 443, 41





# Propiedades astrofísicas de galaxias en los entornos de vacíos cosmológicos

A.M. Rodríguez Medrano<sup>1,3</sup>, F. Stasyszyn<sup>1,2</sup>, D.J. Paz<sup>1,2</sup> & A.N. Ruiz<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

Contacto / arodriguez@unc.edu.ar

**Resumen** / Utilizando una muestra de galaxias del Sloan Digital Sky Server Data Release 16 identificamos vacíos cósmicos y estudiamos la formación estelar en galaxias. En base a la bien entendida dicotomía que presentan los vacíos (algunos se hayan en expansión y otros en contracción) analizamos como esta dinámica segrega a las galaxias entre pasivas y activas en formación estelar. Reportamos que aquellos vacíos en expansión presentan en sus paredes una mayor población de galaxias con mayor tasa de formación estelar específica (sSFR) y más azules que aquellas galaxias en las paredes de vacíos en contracción. Al mismo tiempo, encontramos que cuanto mayor es el radio de los vacíos, las galaxias en sus paredes tienen mayores sSFR y son más azules. En este trabajo podemos confirmar que esta segregación está puramente relacionada con los diferentes estados evolutivos de los vacíos, que correlacionan con el tamaño de los mismos.

**Abstract** / Using a sample of galaxies from the Sloan Digital Sky Server Data Release 16 we identify cosmic voids and study star formation in galaxies. Based on the well understood dichotomy of voids (some are expanding and some are contracting) we study how these dynamics segregate galaxies into passive and active star-forming galaxies. We report that expanding voids have a larger population of higher specific star formation rate (sSFR) and bluer galaxies in their walls than those galaxies in the walls of contracting voids. At the same time, we find that the larger the radius of the voids, the more blue galaxies in their walls have larger sSFRs. In this work we can confirm that this segregation is purely related to the different evolutionary states of voids, which correlates with the size of the voids.

**Keywords** / large-scale structure of universe — galaxies: evolution — galaxies: star formation

## 1. Motivación

Los vacíos cósmicos (*cosmic voids*) constituyen las regiones más subdensas del universo. En estos entornos las galaxias son típicamente de baja masa, activas en formación estelar y azules (Rojas et al., 2004, 2005). A su vez, las galaxias en las regiones cercanas a estos entornos también podrían verse afectadas por estos ambientes. En Ricciardelli et al. (2014), identificando vacíos esféricos, reportan que la fracción de galaxias formadoras de estrellas en las paredes de los vacíos difiere según el tamaño del vacío. Aquellos de mayores tamaños tienen una mayor población de galaxias activas en formación estelar.

Estudios como el de Ceccarelli et al. (2013), que identifican vacíos midiendo el perfil de contraste de densidad integrada, reportan que existe una correlación entre el tamaño de los vacíos y su dinámica. Aquellos vacíos de radios chicos típicamente presentan sobredensidades en sus regiones externas. Estos vacíos tienen paredes que se encuentran en contracción. Por otro lado, aquellos vacíos de mayores radios tienen perfiles de contraste de densidad integrada que crecen continuamente hasta alcanzar la media del universo. La dinámica de estos vacíos indica que sus paredes se hayan en expansión. Los primeros son los que se denominan vacíos tipo-S (*shell*) y los se-

gundos tipo R (*rising*).

Con motivo de estudiar si los vacíos afectan a las galaxias en sus interiores y en sus paredes, en este trabajo identificamos vacíos esféricos en una muestra de datos observacionales. Segregamos a las galaxias por color y formación estelar y estudiamos como los tamaños de los vacíos y su dinámica afecta a las propiedades de sus galaxias.

## 2. Métodos

En este trabajo estudiamos una muestra de galaxias del Sloan Digital Sky Server DR16 (Ahumada et al., 2020). Sobre la muestra identificamos vacíos utilizando el algoritmo de Ruiz et al. (2015) que define a los vacíos como regiones esféricas con un contraste de densidad integrado  $\Delta < -0.9$ . La identificación se realizó sobre una muestra completa en volumen hasta  $z = 0.1$  de  $M_r < -20$  mag. Se obtuvieron  $\sim 400$  vacíos con radios de entre  $\sim 9 - 30 \text{ Mpc } h^{-1}$ . Utilizando el criterio de Ceccarelli et al. (2013) clasificamos a los vacíos como tipo R y tipo S según el contraste de densidad integrado máximo alcanzado entre  $2 - 3r_{\text{void}}$ . La figura 1 muestra como se distribuyen en el plano de tamaños y  $\Delta_{\text{max}}$  alcanzado. Separamos a los vacíos en grandes (región celeste) y chicos (region roja) utilizando la mediana de los

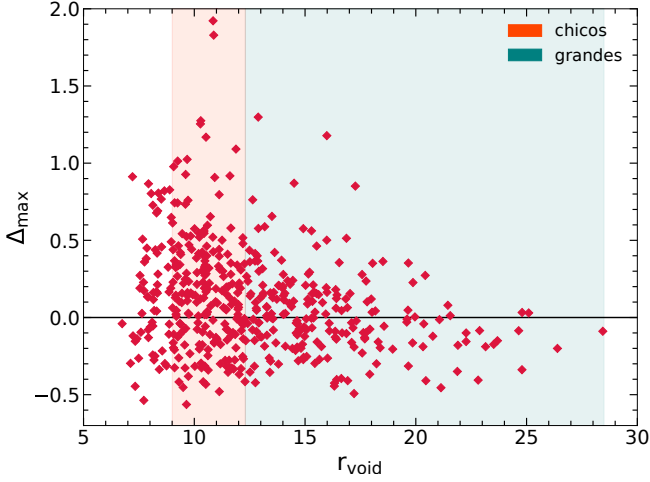


Figura 1: Contraste de densidad integrada máximo alcanzado entre  $2 - 3 r_{\text{void}}$  en función del tamaño de los vacíos. La región sombreada roja indica aquellos vacíos clasificados como chicos y aquella en celeste aquellos vacíos clasificados como grandes. El radio de corte se seleccionó como la mediana de aquellos vacíos de radios mayores al radio de *shot-noise*.

tamaños. La región blanca a la izquierda corresponde a regiones muy pequeñas cuya identificación con vacíos está dominada por el ruido de disparo (*shot-noise*) Chan & Hamaus (2021).

Utilizamos las estimas de masas estelares y tasas de formación estelar del catálogo de (Kauffmann et al., 2003). Para estudiar como el ambiente afecta a las propiedades de las galaxias, separamos a las galaxias como azules y activas en formación estelar, utilizando los colores  $u-r$  y la tasa de formación estelar específica ( $sSFR = SFR/M_*$ ). Para separarlas utilizamos valores de corte de  $(u - r)_0 = -0.12 \times M_{r,0} - 0.25$  y  $\log_{10}(sSFR) = 10^{-11} M_* yr^{-1}$  (Wetzell et al., 2012).

### 3. Resultados

El primer propósito de este trabajo es estudiar las características de las galaxias en los interiores de los vacíos y en sus paredes. Nos referimos con paredes a aquellas regiones entre  $1 - 3 r_{\text{void}}$ . Al igual que Ricciardelli et al. (2017) producimos muestras completas en volumen hasta diferentes redshifts para eliminar el bias de Malquist que se genera cuando comparamos vacíos de diferentes tamaños. Vacíos de mayores tamaños se encuentran típicamente a mayores distancias. Por otro lado, los vacíos se identificaron en muestras de  $M_r < -20$  mag por lo que la distribución de galaxias en vacíos tiene pocas galaxias brillantes. Para evitar este sesgo, limitamos las muestras a galaxias con  $M_r > -20$  mag. La figura 2 presenta en los paneles superiores la fracción de galaxias activas en formación estelar y azules en función de la magnitud límite en la banda  $r$  ( $M_r$ ) de la muestra. Se observa que las galaxias en vacíos son más azules y más formadoras de estrellas que aquellas en sus paredes. Cuando miramos la población de galaxias en las paredes de los vacíos, aquellos vacíos más grandes tienen una mayor proporsión de galaxias azules y activas que aquellas en las paredes de vacíos más chicos.

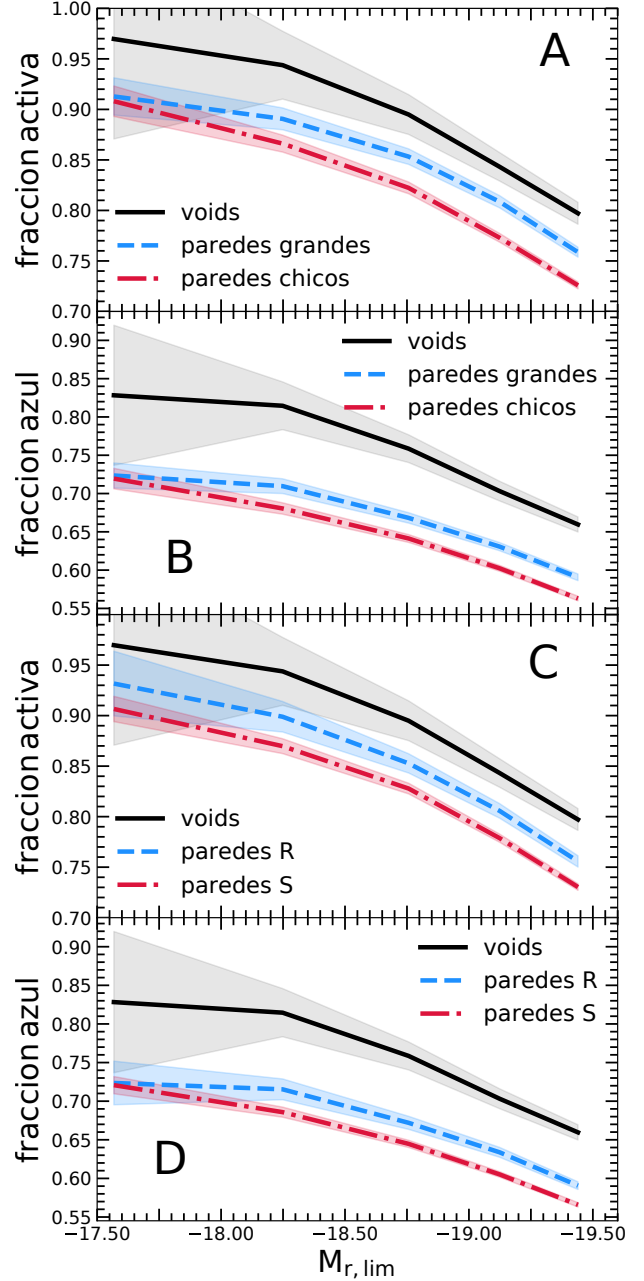


Figura 2: En la *panel A (B)* se muestra la fracción de galaxias formadoras de estrellas (azules) en función de la magnitud límite de la muestra. En negro las galaxias en los interiores de los vacíos, en azul las galaxias en las paredes de los vacíos de radios grandes y en rojo en las paredes de vacíos de radios chicos. En el *panel C (D)* se presenta la fracción de galaxias formadoras de estrellas (azules) en función de la magnitud límite de la muestra. En negro las galaxias en los interiores de los vacíos, en azul las galaxias en las paredes de los vacíos tipo R y en rojo en las paredes de vacíos tipo S. La región sombreada corresponde a la incerteza calculada como ruido Poisson

Tal como se sugiere en Ricciardelli et al. (2014) estas diferencias en las poblaciones de galaxias podrían deberse al estado dinámico de los vacíos. Para estudiar esta hipótesis, en los paneles inferiores de la figura 2 separamos a los vacíos en R y S. Se observa que inde-

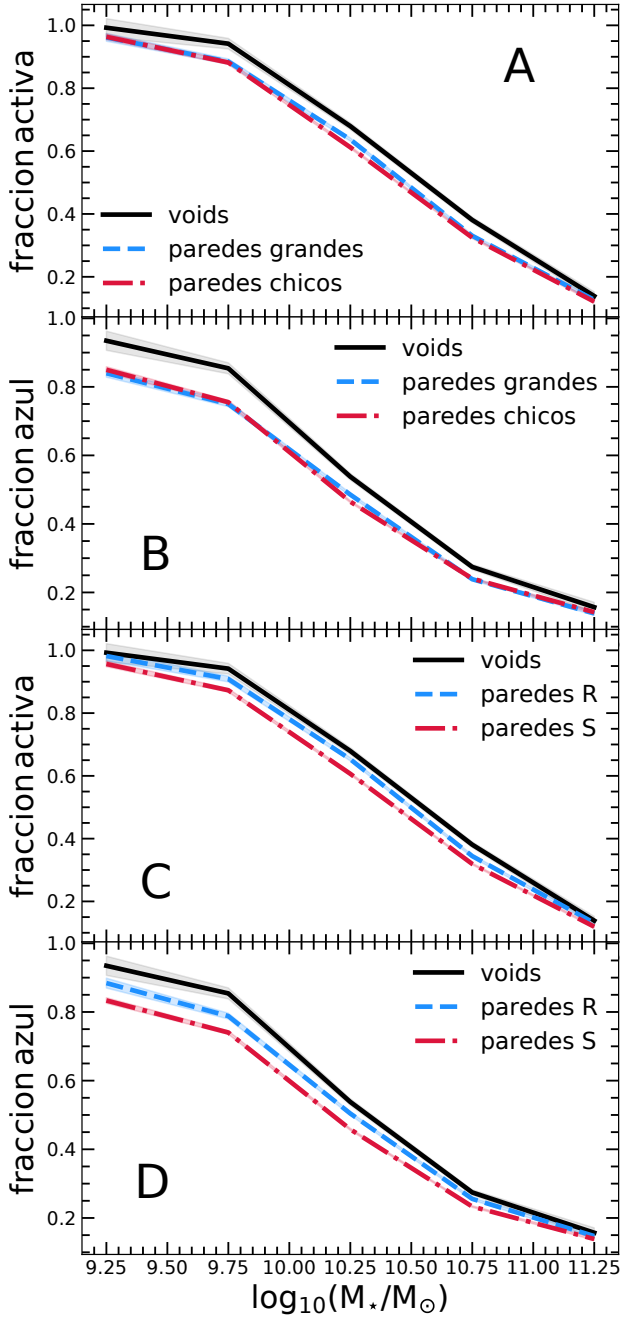


Figura 3: En el *panel A (B)* se muestra la fracción de galaxias formadoras de estrellas (azules) en función de la masa estelar. En negro las galaxias en los interiores de los vacíos, en azul las galaxias en las paredes de los vacíos de radios grandes y en rojo en las paredes de vacíos de radios chicos. En el *panel C (D)* se presenta la fracción de galaxias formadoras de estrellas (azules) en función de la masa estelar. En negro las galaxias en los interiores de los vacíos, en azul las galaxias en las paredes de los vacíos tipo R y en rojo en las paredes de vacíos tipo S. La región sombreada corresponde a la incerteza calculada como ruido Poisson

pendientemente de la magnitud límite de la muestra, la población de galaxias en los entornos de los vacíos tipo R son más azules y formadoras de estrellas que su

contraparte tipo S.

La figura 2 presenta las características de la población general de galaxias en vacíos y sus entornos. Tal como señalamos en Rodríguez Medrano et al. (2022) la distribución de masas en vacíos y sus paredes es muy diferente. Evidentemente, estas diferencias van a afectar a la población general de las galaxias en los diferentes entornos. Para eliminar ese sesgo, en la figura 3 estudiamos las fracciones de galaxias azules y formadoras de estrellas en función de la masa estelar. La figura 3 en los paneles superiores muestra las galaxias en vacíos y sus paredes separando por vacíos grandes y chicos. En este caso, la figura indica que el color y formación estelar, en las paredes de los vacíos, es independiente del tamaño de los mismos, al estudiar a las galaxias en bins de masa. Los paneles inferiores separan a las paredes de los vacíos entre R y S. En este caso, vemos que para todos los bins de masa analizados, la población de galaxias azules y formadoras de estrellas es mayor en los entornos de vacíos tipo R que de los tipo S.

La comparación de la figura 2 y 3 muestra que si bien las propiedades de las poblaciones generales de galaxias difieren cuando uno separa a los vacíos entre grandes y chicos, al estudiar las galaxias en bins de masa esta diferencia desaparece. Aun así, separar a los vacíos según su dinámica, sí afecta a las propiedades de las galaxias en sus entornos.

#### 4. Conclusiones

En este trabajo identificamos vacíos esféricos en una muestra de datos observacionales de galaxias. Estudiamos la población de galaxias en los interiores de los vacíos y en sus paredes buscando indicios de como el ambiente afecta a las galaxias. Para estudiar como los efectos ambientales influyen en las galaxias, las segregamos en función de su masas estelares. Encontramos que aquellas galaxias en los interiores de los vacíos son más azules y formadoras de estrellas que en sus entornos. Respecto a las galaxias en las paredes de los vacíos, no encontramos que el color y la tasa de formación estelar de las galaxias dependan del tamaño de los vacíos pero sí de su dinámica. Galaxias en los entornos de los vacíos en expansión son típicamente más azules y activas en formación estelar.

#### Referencias

- Ahumada R., et al., 2020, ApJS, 249, 3
- Ceccarelli L., et al., 2013, MNRAS, 434, 1435
- Chan K.C., Hamaus N., 2021, Phys. Rev. D, 103, 043502
- Kauffmann G., et al., 2003, MNRAS, 341, 33
- Ricciardelli E., et al., 2014, MNRAS, 445, 4045
- Ricciardelli E., et al., 2017, ApJL, 846, L4
- Rodríguez Medrano A.M., et al., 2022, MNRAS, 511, 2688
- Rojas R.R., et al., 2004, ApJ, 617, 50
- Rojas R.R., et al., 2005, ApJ, 624, 571
- Ruiz A.N., et al., 2015, MNRAS, 448, 1471
- Wetzel A.R., Tinker J.L., Conroy C., 2012, MNRAS, 424, 232



# Alleviating the tension between observed bars and the $\Lambda$ CDM cosmological model

O.F. Marioni<sup>1,2,3</sup>, M.G. Abadi<sup>1,2</sup>, S. Gottlöber<sup>4</sup> & G. Yepes<sup>5,6</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

<sup>2</sup> *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

<sup>3</sup> *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*

<sup>4</sup> *Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam, Alemania*

<sup>5</sup> *Departamento de Física Teórica, Módulo 8, Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma de Madrid, España*

<sup>6</sup> *Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma de Madrid, España*

Contact / ornela.marioni@unc.edu.ar

**Resumen** / Las galaxias barradas representan más de dos tercios de las galaxias disco en el universo local. Resultados observacionales encuentran que las barras tienen diferentes tamaños y típicamente rotan rápido. En las simulaciones numéricas, las barras a  $z = 0$  son usualmente largas y lentas en contradicción con las observaciones, presentando así, un problema para el modelo cosmológico actual. En nuestro trabajo, analizamos un conjunto de simulaciones numéricas en alta resolución del proyecto CLUES, con las cuales estudiamos la dinámica y evolución de las barras. Encontramos que las barras ajustan a la cola de barras cortas y rápidas en acuerdo con las observaciones, aliviando la tensión existente con el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM.

**Abstract** / Barred galaxies represent more than two-thirds of disc galaxies in the local universe. Observational results tend to find that bars come in different sizes and typically rotate fast. In numerical simulations, bars at  $z = 0$  are usually large and rotate slowly in contradiction with the observations presenting a problem for the current cosmological model. In our work, we analyse a set of high-resolution cosmological numerical simulations from the CLUES project, in which we study the bar dynamics and evolution. We find that bars adjust the short tail-end of fast bars in agreement with observations alleviating the tension with the  $\Lambda$ CDM cosmological model.

**Keywords** / galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: spiral — galaxies: kinematics and dynamics — Local Group

## 1. Introduction

Bars are found in more than fifty percent of the disc galaxies of the local universe (Eskridge et al., 2000). They play a pivotal role in galaxy evolution redistributing matter and angular momentum inside the galaxy.

Bars can drive gas from the outskirts of the disc to the central regions favoring the star formation (Fanali et al., 2015). Moreover, it is well known that bars rotate faster when they form and slow down as they evolved. This slow down is caused by an exchange of angular momentum between stars in the disc and halo's dark matter particles (Debattista & Sellwood, 2000; Athanassoula, 2003).

The parameter that determines the angular velocity of a bar is known as the bar pattern speed ( $\Omega_{\text{bar}}$ ). The bar pattern speed and the bar length ( $l_{\text{bar}}$ ) are principally the main parameters to characterize a bar. Observationally it is found that bars occupy a wide range of lengths, ranging from 1 kpc to approximately 10 kpc.

An additional parameter used to characterize bars is the corotation radius ( $R_{\text{corot}}$ ). This is the radius of a particle on a circular orbit that has the same angular velocity as the bar pattern speed. As the angular velocity of a disc declines as  $\Omega \sim 1/R^2$ , the slower is the bar pattern speed, the larger is the corotation radius.

By theory, the bar length must be always shorter than the corotation radius (Contopoulos, 1980), therefore  $R_{\text{corot}}/l_{\text{bar}} > 1.0$ . The quotient between the corotation radius and the bar length is used to classify bars as fast or slow rotators. Bars with  $1.0 < R_{\text{corot}}/l_{\text{bar}} < 1.4$  are classified as fast rotators, and bars with  $R_{\text{corot}}/l_{\text{bar}} > 1.4$  are considered slow rotators.

Observational studies (e.g. Corsini, 2011; Aguerri et al., 2015; Font et al., 2017) have shown that bars have  $R_{\text{corot}}/l_{\text{bar}} \approx 1.4$ , i.e. they are typically fast rotators. On the other hand, cosmological simulations (e.g. Algorry et al., 2017; Peschken & Lokas, 2019) result typically on galaxies with slow-rotating bars. This discrepancy suppose a tension between observations and the current cosmological model.

A recent work of Fragkoudi et al. (2021) study a sample of galaxies of AURIGA simulations and found that these galaxies are in agreement with observations alleviating this tension. The high resolution of our simulations allows us to extend the study to the short tail-end of observational bars.

A more detailed analysis of the formation and evolution of these bars are present in Marioni et al. (2022).

Table 1: Virial mass ( $M_{\text{vir}}$ ), stellar mass ( $M_{\text{stellar}}$ ) and virial radius ( $r_{\text{vir}}$ ) of the simulated galaxies.

Galaxy	$M_{\text{vir}}$ [ $10^{11}M_{\odot}$ ]	$M_{\text{stellar}}$ [ $10^{10}M_{\odot}$ ]	$r_{\text{vir}}$ [kpc]
A-Gadget2	6.15	1.33	167.2
A-Gasoline	5.93	1.11	166.8
B-Gadget2	4.69	1.38	153.5
B-Gasoline	4.59	1.03	150.5
C-Gadget2	2.36	0.79	123.1
C-Gasoline	2.28	0.48	119.6

## 2. Simulations

We analyze two zoom-in cosmological simulations of the CLUES-project\* (Gottlöber et al., 2010; Yepes et al., 2014). Each simulation consists of a constraint realization of hydrodynamical cosmological simulation whose aim is to reproduce the observational properties of our Local Group of galaxies. These constraints are built from observational data to generate the initial conditions.

Both simulations start from the same initial conditions but evolved with different hydrodynamical codes and physics: CLUES-GADGET2 simulation uses the TreePM+SPH GADGET-2 code (Springel, 2005) and follows radiative cooling, star formation and supernova feedback from Springel & Hernquist (2003). CLUES-GASOLINE simulation runs with N-body+SPH GASOLINE code (Wadsley et al., 2004) and makes use of the physics implemented in Governato et al. (2010) and Guedes et al. (2011). Both of them include cosmic ultraviolet background of Haardt & Madau (1996) and use the cosmological parameters of WMAP3 (Spergel et al., 2007,  $\Omega_{\Lambda} = 0.76$ ,  $\Omega_m = 0.24$ ,  $\Omega_b = 0.042$ ,  $h = 0.73$ ,  $\sigma_8 = 0.75$  and  $n = 0.95$ ).

For the high resolution region at  $z = 0$  CLUES-GADGET2 (CLUES-GASOLINE) achieve a mass resolution for dark matter particles of  $m_{\text{DM}} = 2.87(2.87) \times 10^5 M_{\odot}$ , for gas particles  $m_{\text{GAS}} = 6.06(6.06) \times 10^4 M_{\odot}$ , a mass resolution for star particles  $m_{\text{STAR}} = 3.02(1.45) \times 10^4 M_{\odot}$ , a softening length for dark matter particles of  $\epsilon_{\text{DM}} = 0.14(0.49)$  kpc and a softening length for star particles of  $\epsilon_{\text{STAR}} = 0.14(0.22)$  kpc.

The reader could find more details of the simulations in Libeskind et al. (2010, 2011); Knebe et al. (2011); Benítez-Llambay et al. (2013, 2015) for CLUES-GADGET2 simulation and in Santos-Santos et al. (2016, 2017); Mostoghiu et al. (2018) for CLUES-GASOLINE simulation.

For each simulation, we select the three most massive halos at  $z = 0$  which we name A, B, C from the most massive in descending order. In Table 1 we list the main properties of these galaxies. All the values are given in physical units. The virial mass ( $M_{\text{vir}}$ ) is the mass enclosed by the virial radius ( $r_{\text{vir}}$ ). The virial radius is defined as the radius of a sphere whose average density equals 200 times the critical density of the Universe. Stellar-mass ( $M_{\text{stellar}}$ ) is the stellar mass enclosed by the galaxy radius ( $r_{\text{gal}} = 0.15 * r_{\text{vir}}$ ).

\*Constrained Local UniversE Simulations:  
<https://www.clues-project.org/cms/>

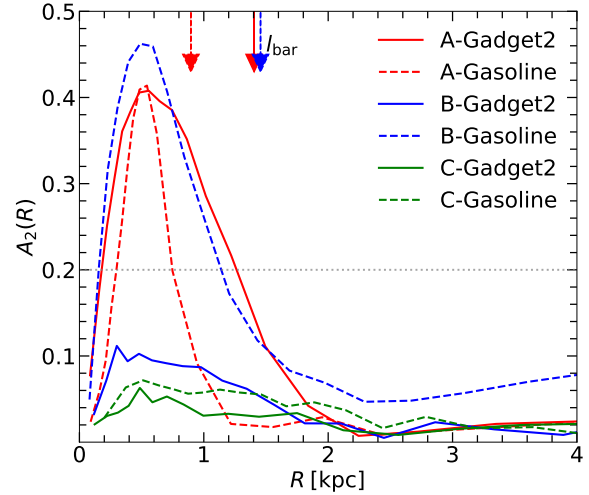


Figure 1:  $A_2(R)$  parameter as function of cylindrical radius. Color-solid lines correspond to galaxies of CLUES-GADGET2 simulation and color-dashed ones correspond to galaxies of CLUES-GASOLINE simulation. Red, blue, and green colors were used for galaxies A, B, C respectively. The color arrows on the top of the panel show the bar length ( $l_{\text{bar}}$ ) for the three barred galaxies. The horizontal gray-dotted line indicates the  $A_2 = 0.2$  threshold to classify barred and unbarred galaxies. This figure is an adaptation from Figure 2 of Marioni et al. (2022).

## 3. Analysis and Results

To identify bars, we follow the method proposed by Athanassoula et al. (2013). We calculate Fourier components of order  $m = 2$  of the projected stellar mass distribution:

$$a_2(R) = \sum_{i=1}^{N(R)} M_i \cos(2\phi_i), \quad (1)$$

$$b_2(R) = \sum_{i=1}^{N(R)} M_i \sin(2\phi_i), \quad (2)$$

where  $N(R)$  is the number of particles inside a ring of radius  $R$  and width  $[R, R + dR]$ .  $M_i$  is the stellar mass of the  $i^{\text{th}}$  particle inside the ring and  $\phi_i$  its azimuthal position angle.  $M(R)$  is the sum of all particles inside the ring of radius  $R$  ( $M(R) = \sum_{i=0}^{N(R)} M_i$ ).

Then, we use the maximum of the normalized amplitude of order  $m = 2$  to as a measure of bar strength:

$$A_2(R) = \frac{\sqrt{a_2^2(R) + b_2^2(R)}}{M(R)}. \quad (3)$$

In Fig. 1 we show the  $A_2$  parameter as function of the cylindrical radius  $R$  for the six galaxies. From the plot is easily discernible that three of the galaxies have a peak inside  $\sim 1$  kpc. Then, following Algorry et al. (2017), galaxies with  $A_2^{\text{max}} > 0.2$  are considered barred galaxies and galaxies with  $A_2^{\text{max}} < 0.2$  are considered as unbarred ones. Therefore, we have three barred (A-Gadget2, A-Gasoline, and B-Gasoline) and three un-

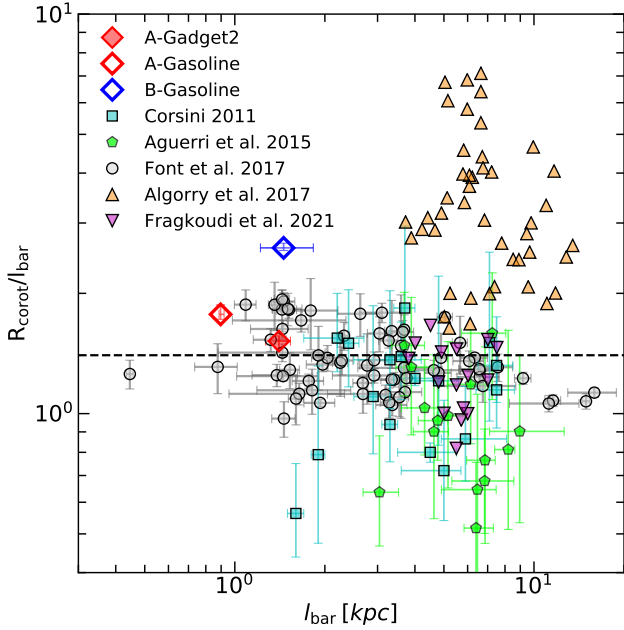


Figure 2: Quotient of corotation radius and bar length ( $R_{\text{corot}}/l_{\text{bar}}$ ) in function of bar length ( $l_{\text{bar}}$ ). The colored diamonds correspond to our simulations. Orange triangles show bars of EAGLE simulations (Algorry et al., 2017). Inverted magenta triangles are bars from AURIGA simulations (Fragkoudi et al., 2021). Gray circles are observational data of Font et al. (2017), cyan squares are observed bars from Corsini (2011) and the green pentagons are observations from Aguerri et al. (2015). The horizontal gray-dashed line indicates the value  $R_{\text{corot}}/l_{\text{bar}} = 1.4$  which indicates the watershed between fast and slow bars. This figure is an adaptation from Figure 4 of Marioni et al. (2022).

barred (B-Gadget2, C-Gadget2, and C-Gasoline) galaxies.

To quantify the bar length, we employ four different methods found in the literature and average all the estimations. The first method is implemented by Algorry et al. (2017) and the other three are implemented by Scannapieco & Athanassoula (2012). Two of the methods use the  $A_2$  profile and the other two methods are based on the bar position angle and the projected density profiles along the semi-major and semi-minor axes of the bar respectively. We refer the reader to Marioni et al. (2022) for the detailed implementation of these methods.

The average values of bar length  $l_{\text{bar}}$  for the three barred galaxies are shown with color arrows at the top of Fig. 1. The values obtained are:  $l_{\text{bar}} = 1.4^{+0.13}_{-0.14}$ ,  $0.90^{+0.02}_{-0.01}$  and  $1.45^{+0.37}_{-0.24}$  kpc for galaxies A-Gadget2, A-Gasoline and B-Gasoline respectively. The errors were calculated as the maximum difference between the average and largest value for each estimation.

To determine the bar pattern speed, we employ the average azimuthal velocity of stars at the extremes of the bar ( $l_{\text{bar}} \pm 0.15$  kpc,  $z \pm 1$  kpc and  $\phi_{\text{med}} \pm 5^\circ$ ). Using the pattern speed we determine the corotation radius  $R_{\text{corot}}$ . In Fig. 2 we show the quotient of the corotation

radius and the bar length ( $R_{\text{corot}}/l_{\text{bar}}$ ) as function of the bar length ( $l_{\text{bar}}$ ). From the figure, we can see that our galaxies adjust the short tail-end of observational bars and are in agreement with their values on the vertical axes too. Our bars complement the results found by Fragkoudi et al. (2021) with the AURIGA simulations alleviating previous claims about the incapacity of numerical simulations on reproducing short bars (Erwin, 2005).

#### 4. Summary and Conclusions

In our work, we analyze six galaxies from a pair of high-resolution simulations. Analyzing their mass distribution we can find that three of them harbor a bar. We measure the main properties of these bars as the pattern speed, bar length, and corotation radius. We could find that our bars are in good agreement with observational data from different works. Our bars complement the results from the recent work of Fragkoudi et al. (2021) adjusting short bars. Furthermore, although our bars are just above the limit of dividing fast and slow bars ( $R_{\text{corot}}/l_{\text{bar}} = 1.4$ ), they are not as slow as previous results obtained by numerical simulations and adjust better to observations.

#### References

- Aguerri J.A.L., et al., 2015, *A&A*, 576, A102  
 Algorry D.G., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 1054  
 Athanassoula E., 2003, *MNRAS*, 341, 1179  
 Athanassoula E., Machado R.E.G., Rodionov S.A., 2013, *MNRAS*, 429, 1949  
 Benítez-Llambay A., et al., 2013, *ApJ*, 763, L41  
 Benítez-Llambay A., et al., 2015, *MNRAS*, 450, 4207  
 Contopoulos G., 1980, *A&A*, 81, 198  
 Corsini E.M., 2011, *MmSAI*, 18, 23  
 Debattista V.P., Sellwood J.A., 2000, *ApJ*, 543, 704  
 Erwin P., 2005, *MNRAS*, 364, 283  
 Eskridge P.B., et al., 2000, *AJ*, 119, 536  
 Fanali R., et al., 2015, *MNRAS*, 454, 3641  
 Font J., et al., 2017, *ApJ*, 835, 279  
 Fragkoudi F., et al., 2021, *A&A*, 650, L16  
 Gottlöber S., Hoffman Y., Yepes G., 2010, *Proceedings of High Performance Computing in Science and Engineering, Garching/Munich 2009*, 309–322  
 Governato F., et al., 2010, *Nature*, 463, 203  
 Guedes J., et al., 2011, *ApJ*, 742, 76  
 Haardt F., Madau P., 1996, *ApJ*, 461, 20  
 Knebe A., et al., 2011, *MNRAS*, 412, 529  
 Libeskind N.I., et al., 2010, *MNRAS*, 401, 1889  
 Libeskind N.I., et al., 2011, *MNRAS*, 418, 336  
 Marioni O.F., et al., 2022, *MNRAS*  
 Mostoghiu R., et al., 2018, *MNRAS*, 480, 4455  
 Peschken N., Lokas E.L., 2019, *MNRAS*, 483, 2721  
 Santos-Santos I.M., et al., 2016, *MNRAS*, 455, 476  
 Santos-Santos I.M.E., et al., 2017, *A&A*, 603, A4  
 Scannapieco C., Athanassoula E., 2012, *MNRAS*, 425, L10  
 Spergel D.N., et al., 2007, *ApJS*, 170, 377  
 Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105  
 Springel V., Hernquist L., 2003, *MNRAS*, 339, 289  
 Wadsley J.W., Stadel J., Quinn T., 2004, *NewA*, 9, 137  
 Yepes G., Gottlöber S., Hoffman Y., 2014, *NewAR*, 58, 1



# Synthetic S-PLUS photometry of simulated galaxies in Fornax-like clusters

L.J. Zenocratti<sup>1,2</sup>, M.E. De Rossi<sup>3,4</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup>, F.R. Faifer<sup>1,2</sup>, M.L.L. Dantas<sup>5</sup> & L. Sodré<sup>6</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

<sup>4</sup> *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

<sup>5</sup> *Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Polish Academy of Sciences, Polonia*

<sup>6</sup> *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Brasil*

Contact / ljzenocratti@gmail.com

**Resumen** / El proyecto Fornax de la colaboración S-PLUS (S+FP, por sus siglas en inglés) apunta a estudiar el cúmulo de galaxias de Fornax utilizando datos fotométricos en 12 bandas ópticas. Como parte de dicho proyecto, en este trabajo se presentan los primeros pasos hacia una comparación exhaustiva entre las propiedades de cúmulos de galaxias simulados y las propiedades observadas del cúmulo de Fornax. Nuestro objetivo final es proponer posibles escenarios de formación para dicho cúmulo. Específicamente, presentamos el análisis de candidatos similares a Fornax, extraídos de simulaciones numéricas cosmológicas de vanguardia (e.g. simulaciones ILLUSTRIS-TNG y EAGLE), seleccionándolos a partir de características observadas del cúmulo de Fornax. Calculamos las distribuciones espectrales de energía de las galaxias en nuestros cúmulos simulados, usándolas para estimar parámetros fotométricos que pueden ser comparados directamente con observaciones en las 12 bandas ópticas de S-PLUS. También, generamos cubos de datos con brillos superficiales en esas bandas, junto con imágenes sintéticas de las galaxias simuladas, con el fin de llevar a cabo una comparación inicial con galaxias de Fornax.

**Abstract** / The S-PLUS Fornax project (S+FP) aims at studying the Fornax galaxy cluster using photometric data in 12 optical bands. As a part of that project, this work presents the first steps towards a comprehensive comparison between the properties of simulated galaxy clusters and the observed characteristics of Fornax. Our final goal is proposing possible formation scenarios for the Fornax cluster. Specifically, we present the analysis of Fornax-like candidates extracted from state-of-the-art cosmological numerical simulations (e.g. ILLUSTRIS-TNG and EAGLE simulations), selecting them according to observed features in the Fornax cluster. The spectral energy distribution of galaxies in our simulated clusters were computed and used to estimate photometric parameters that can be directly compared with observations in the 12 optical bands of S-PLUS. Also, data cubes with surface brightnesses in those bands and synthetic images of the simulated galaxies were generated, in order to carry out an initial comparison with Fornax galaxies.

**Keywords** / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: evolution — cosmology: theory — surveys — galaxies: clusters: individual (Fornax)

## 1. Introduction

The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS, Mendes de Oliveira et al., 2019) is an imaging survey that maps roughly 9300 deg<sup>2</sup> of the southern sky, using the 0.8 m T80-South robotic telescope, located at Cerro Tololo (Chile). The main goal of S-PLUS is to provide detailed multi-wavelength spectrophotometric catalogues of the southern hemisphere. In order to achieve this, the telescope is equipped with a 1.4 × 1.4 deg<sup>2</sup> field-of-view camera, and 12 photometric filters (5 broad-band filters corresponding to the SDSS system, and 7 narrow-band filters to trace specific spectral features). Detailed information about the covered area of S-PLUS, its camera and its filter system, can be found in Mendes de Oliveira et al. (2019).

The S-PLUS Fornax Project (hereafter, S+FP) aims at extensively studying the Fornax cluster of galaxies, analysing 23 S-PLUS fields (9 fields in the central re-

gion of the Fornax cluster, and 14 additional surrounding fields), covering a total sky area of  $\approx 11 \times 7$  deg<sup>2</sup>. The objectives of the S+FP include to perform the homogeneous photometry of Fornax galaxies in 12 optical bands, the identification of low surface brightness and dwarf galaxies in the cluster, and the study of bright and compact objects in it, among others. Complete details about this project and its goals are described in Smith Castelli et al. (2021) and will be further amplified in Smith Castelli et al. (in prep.).

To analyse possible formation and evolution paths of Fornax cluster and its galaxies, in the framework of the S+FP, we carried out the identification of Fornax-like clusters in the ILLUSTRIS-TNG and EAGLE cosmological numerical simulations, based on some observed properties of Fornax. In this work, we show some preliminary results regarding our simulated sample, estimating some properties of simulated galaxies that can be comprehensively compared with observed quantities from S-PLUS.

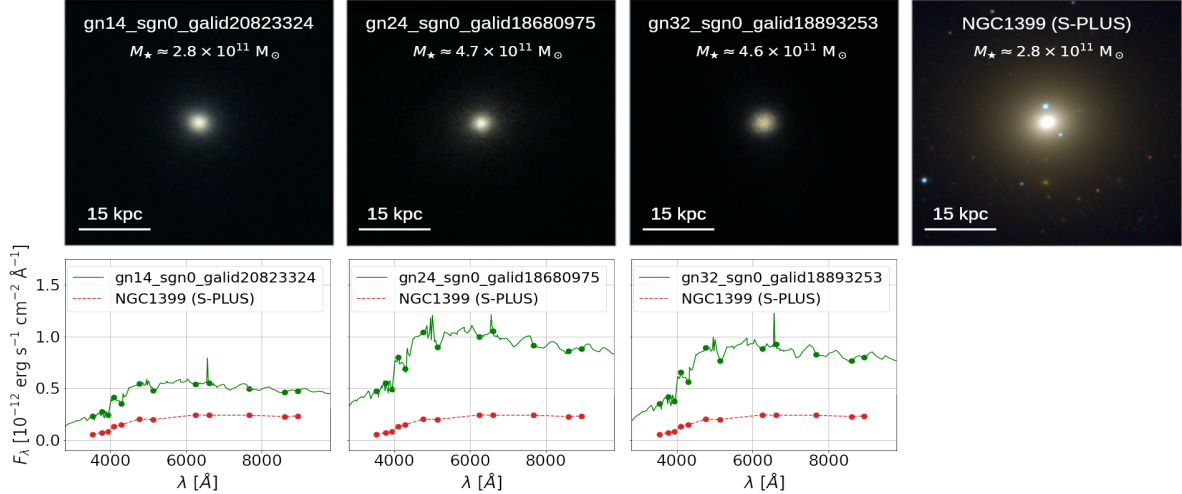


Figure 1: Mock images (*top panels*) and spectral energy distributions (*bottom panels*) of three central galaxies of simulated Fornax-like clusters (green solid lines), extracted from EAGLE RefL0100N1504 simulation. For comparison, the upper right panel shows an image of NGC 1399, generated with the 12 S-PLUS filters. The dashed red line spectrum in the lower panels represents the observed SED of NGC 1399. Circles in the spectra indicate the flux values in the S-PLUS bands.

## 2. Sample of simulated Fornax-like clusters

We selected simulated samples of galaxy clusters from the ILLUSTRIS-TNG (e.g. Springel et al., 2018; Nelson et al., 2018) and EAGLE (e.g. Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) public cosmological hydrodynamical numerical simulations. In both suites, the main physical processes involved in galaxy formation and evolution (e.g. chemical enrichment, star formation, radiative cooling, and active galactic nuclei and supernovae feedbacks) are taken into account, following the merger histories of dark matter and baryonic structures in a  $\Lambda$ CDM cosmology with parameters taken from the Planck Collaboration (2015), briefly  $h = 0.677$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.693$ ,  $\Omega_m = 0.307$ , and  $\Omega_b = 0.04825$ , and  $Y = 0.248$ . We remit the reader to the corresponding data releases for full details of each simulation and physics implementation. In this work, we extracted haloes and subhaloes (i.e., clusters and their galaxies) from the ILLUSTRIS-TNG TNG100-1 and the EAGLE RefL0100N1504 models, which have similar box size ( $L \approx 100$  comoving Mpc) and mass resolution (gas and dark matter particle masses of  $m_{\text{gas}} \approx 10^6 M_\odot$  and  $m_{\text{DM}} \approx 8 \times 10^6 M_\odot$ , respectively).

As a first sample of simulated clusters, we selected systems at redshift  $z = 0$  with a central galaxy of stellar mass  $1 \times 10^{11} M_\odot \leq M_* \leq 5 \times 10^{11} M_\odot$ , based on the estimated stellar mass of NGC 1399, the central galaxy of Fornax cluster ( $M_{*,\text{NGC1399}} \approx 2.8 \times 10^{11} M_\odot$ , Iodice et al., 2019). We also considered a virial mass  $M_{\text{vir}}$  and a virial radius  $R_{\text{vir}}$  in the ranges  $10^{13} M_\odot \leq M_{\text{vir}} \leq 10^{14} M_\odot$  and  $0.6 \text{ Mpc} \leq R_{\text{vir}} \leq 0.8 \text{ Mpc}$ , respectively, taking into account the estimated values for the Fornax cluster ( $M_{\text{vir}} \approx 6 \times 10^{13} M_\odot$  and  $R_{\text{vir}} \approx 0.7 \text{ Mpc}$ , Maddox et al., 2019). With our selection criteria, we obtained 43 simulated clusters from EAGLE RefL0100N1504 and 19 from ILLUSTRIS-TNG TNG100-1 simulations, respectively. It is worth noting that, to avoid resolution issues, our simulated clusters consist of galaxies with  $M_* \gtrsim 3 \times 10^8 M_\odot$ . In this work, only

results from EAGLE simulation are shown. Results from ILLUSTRIS-TNG will be presented in a future work.

## 3. Simulated spectra and mock images

We used the SKIRT radiative transfer code (Camps & Baes, 2020) to generate spectra, data cubes and mock images of the galaxies in our sample of Fornax-like clusters. We followed a similar approach to that implemented by Trayford et al. (2017) and Rodriguez-Gomez et al. (2019) for EAGLE and ILLUSTRIS-TNG galaxies, respectively. In short, we consider stellar sources\* in the simulations within a 50 kpc sphere centred in the minimum of potential of a given galaxy. We divided the stellar sources according to their age  $t$  in old ( $t > 100 \text{ Myr}$ ) and young ( $t \leq 100 \text{ Myr}$ ) SSPs. Old SSPs are assigned GALAXEV (Bruzual & Charlot, 2003) spectral energy distributions with a Chabrier (2003) initial mass function, while young SSPs are assigned MAPPINGS-III (Groves et al., 2008) spectral models\*\*.

The simulated spectra were constructed with a grid of 333 wavelengths between 0.1 and 2.5  $\mu\text{m}$  (see Trayford et al., 2017 for details), which includes the effective wavelengths of S-PLUS filters. In order to obtain data cubes and mock images with the same image scale as S-PLUS ( $0.55 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ ), we assume that our simulated galaxies are located at 20.9 Mpc from the observer (the estimated distance to the Fornax cluster, Iodice et al., 2019), and adjust the field of view and number of pixels of the instruments simulated by SKIRT

\*In both EAGLE and ILLUSTRIS-TNG simulations, a stellar source or, equivalently, a star particle, represents a simple stellar population (SSP), not an individual star.

\*\*We use GALAXEV models for old SSPs because these are widely used, and fit the local galaxy population in the optical bands with reasonable star formation and enrichment histories. On the other hand, the MAPPINGS-III models track young stars and include dust absorption within the star-forming cloud that hosts these young populations.



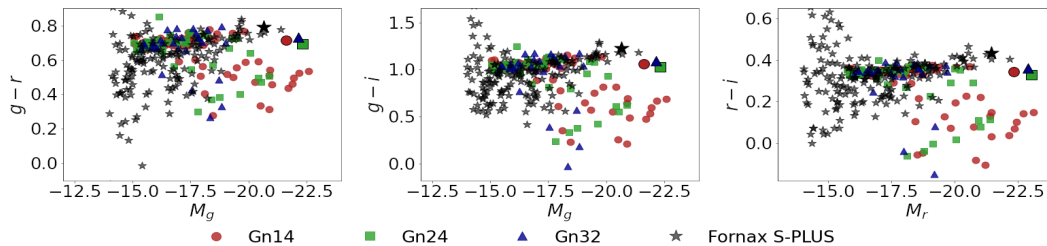


Figure 2: Colour-magnitude diagrams of three simulated Fornax-like clusters, extracted from EAGLE RefL0100N1504 simulation. Each symbol corresponds to a given simulated cluster. For comparison, star symbols correspond to galaxies reported in the literature as spectroscopically confirmed or likely members of the Fornax cluster, observed with S-PLUS (Smith Castelli et al. in prep.). Only those observed galaxies with magnitudes  $M_r < -15$  and  $M_g < -15$  are plotted, to compare magnitudes in the range of simulated quantities. Larger symbols represent the central galaxy of the corresponding cluster.

accordingly, using a cubic box of 100 Mpc to enclose the simulated stellar sources. We used the 12 S-PLUS bands as the wavelength grid to generate our data cubes.

As examples of mock images and simulated spectra, in Fig. 1, we show RGB images of the central galaxies of three simulated Fornax-like clusters (top panels), with their corresponding spectral energy distributions (SEDs, bottom panels), extracted from the EAGLE RefL0100N1504 simulation. These central galaxies exhibit similar morphologies to NGC 1399: they have spheroidal shapes, without evidence of spiral arms or other kind of structure. With respect to the SEDs of these galaxies, the fluxes are quite higher than those observed in NGC 1399, but the shape of the simulated spectra are consistent with observations from S-PLUS.

#### 4. Simulated magnitudes and colours

Using the simulated spectra and the transmission curves of the S-PLUS filters, we calculated the magnitudes of all the galaxies in our simulated Fornax-like clusters, in the 12 S-PLUS bands. In Fig. 2 we show some colour-magnitude diagrams for three of our selected Fornax-like candidates, extracted from EAGLE RefL0100N1504 simulation. As can be seen, our simulated magnitudes and colours are consistent with the S-PLUS observations of the Fornax cluster. Also, the so-called red sequence of galaxies, a typical feature in colour-magnitude diagrams of galaxy clusters, is clearly defined in the simulations.

#### 5. Summary and work in progress

As a part of the S+FP, we selected Fornax-like galaxy clusters from state-of-the-art cosmological hydrodynamical simulations, based on observed properties of the Fornax cluster. We computed the SEDs of galaxies in our simulated clusters with the SKIRT code, using them to estimate magnitudes in the 12 S-PLUS photometric bands. Our preliminary estimates of spectra, magnitudes and colours are consistent with those from S-PLUS, and broadly consistent with what is expected from observations of galaxies in clusters. Data cubes of our simulated galaxies were also generated with SKIRT, using the 12 S-PLUS bands, aiming at a comprehensive comparison with S-PLUS observations.

We are currently revising our selection criteria of simulated Fornax-like candidates, to retrieve the most

similar systems to the Fornax cluster. Also, variations of our first implementations of SKIRT runs are being tested, in order to achieve a better comparison with S-PLUS observations. This will be followed by a robust statistical analysis of simulated spectra/magnitudes and physical properties of simulated cluster galaxies (such as masses, stellar ages and metallicities), and the post-processing of simulated images (e.g. their convolution with a point spread function and the addition of instrumental and background noises, consistent with those in S-PLUS images) to estimate their structural parameters (ellipticities, orientations, radii, etc), which will be thoroughly compared with results derived from S-PLUS. The last step of this contribution to the S+FP is the study of formation histories of simulated Fornax-like clusters, aiming at proposing possible formation and evolution scenarios for the Fornax cluster.

*Acknowledgements:* We acknowledge Asociación Argentina de Astronomía for allowing us to communicate our results. LJZ and MEDR acknowledge support from PICT-2015-3125 and PICT 2019-03299 of ANPCyT, PIP 112-201501-00447 of CONICET and G151 of UNLP. We acknowledge the Virgo Consortium for making their EAGLE simulation data available, the Gauss Centre for Supercomputing and the Max Planck Computing and Data Facility for undertaking and making public the ILLUSTRIS-TNG simulations. S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina. MLLD acknowledges the support by the NCN, Poland, project 2019/34/E/ST9/00133. LSJ acknowledges support from CNPq (304819/2017-4) and FAPESP (2019/10923-5).

#### References

- Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
- Camps P., Baes M., 2020, Astron. Comput., 31
- Chabrier G., 2003, PASP, 115, 763
- Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
- Groves B., et al., 2008, ApJS, 176, 438
- Iodice E., et al., 2019, A&A, 627, A136
- Maddox N., et al., 2019, MNRAS, 490, 1666
- Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
- Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624
- Planck Collaboration, 2015, A&A, 594, A13
- Rodriguez-Gomez V., et al., 2019, MNRAS, 483, 4140
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- Smith Castelli A.V., et al., 2021, BAAA, 62, 180
- Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676
- Trayford J.W., et al., 2017, MNRAS, 470, 771



# El origen de las galaxias Ultra-Difusas apagadas en el campo

J.A. Benavides<sup>1,2</sup>, M.G. Abadi<sup>1,2</sup> & L.V. Sales<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Department of Physics and Astronomy, University of California, EE.UU.

Contacto / jose.benavides@unc.edu.ar

**Resumen** / Utilizando las simulaciones numéricas cosmológicas TNG50 se explica el origen de las galaxias ultra-difusas (*UDGs*) rojas presentes en el campo a través de un mecanismo de caída a otra galaxia o cúmulo masivo y posterior eyección. Como resultado de esta interacción, la mayoría de las *UDGs* pierden su gas y dejan de formar estrellas convirtiéndose de azules y formadoras de estrellas a rojas y apagadas. Así mismo, una fracción significativa de su materia oscura es removida de estas *UDGs*, aunque esta pérdida de masa no es reflejada en la dispersión de velocidades de su componente estelar. Por otro lado, las violentas fuerzas de marea presentes durante la interacción no produce una expansión considerable en el tamaño de estas galaxias, desestimando este mecanismo como el origen de su extremadamente bajo brillo superficial.

**Abstract** / Using the TNG50 cosmological numerical simulations, the origin of the red ultra-diffuse galaxies (UDGs) present in the field is explained through a mechanism of falling to another galaxy or massive cluster and subsequent ejection. As a result of this interaction, most UDGs lose their gas and stop forming stars turning from blue and star-forming to red and quiescent. Likewise, a significant fraction of dark matter is removed from these UDGs, although this loss of mass is not reflected in the dispersion of velocities of their stellar component. On the other hand, the violent tidal forces present during the interaction do not produce a considerable expansion in the size of these galaxies, dismissing this mechanism as the origin of their extremely low surface brightness.

**Keywords** / galaxies: dwarf — galaxies: star formation — galaxies: interactions — galaxies: kinematics and dynamics

## 1. Introducción

Las galaxias ultra-difusas (*UDGs* por sus siglas en inglés) son un tipo particular de galaxias descubiertas en la década de los 80's por Sandage & Binggeli (1984), que poseen masas estelares típicas de galaxias enanas ( $\log(M_*/M_\odot) \lesssim 9$ ) y radios efectivos significativamente grandes ( $R_e \gtrsim 1.5$  kpc), por lo que aparecen en el cielo como objetos de bajo brillo superficial ( $\mu \gtrsim 24$  mag arcsec<sup>-2</sup>). Este tipo de galaxias han sido observadas en regiones densas como grupos y cúmulos de galaxias (van der Burg et al., 2017; van Dokkum et al., 2015a,b, 2019b; Lim et al., 2020) y en el campo (Papastergis et al., 2017; Román et al., 2019; Rong et al., 2020), presentando características (morfología, población estelar, color, etc.) similares a otros objetos propios dichos entornos. Sin embargo, algunas de estas galaxias con baja o nula formación estelar ('apagadas') han sido observadas en entornos de baja densidad, donde las galaxias son típicamente ricas en gas y formadoras de estrellas.

Una descripción completa sobre el mecanismo de formación y evolución de estas galaxias ultra-difusas apagadas en el campo fue presentado en Benavides et al. (2021), mediante el uso de simulaciones cosmológicas hidrodinámicas. Allí se explica cómo estas galaxias

se formaron como galaxias ultra-difusas normales en el campo, posteriormente cayeron en halos masivos ( $12.5 \lesssim \log(M_{200}/M_\odot) \lesssim 14.5$ ), donde fueron desprovista de su gas y devueltas al campo siguiendo órbitas poco ortodoxas, conocidas como *backsplash* (Balogh et al., 2000; Mamon et al., 2004; Muriel & Coenda, 2014). En ese sentido, este manuscrito corresponde a una extensión de dicho trabajo, donde se incluyen algunos detalles sobre la dinámica de su población estelar en relación al contenido de materia oscura y la evolución de sus tamaños, antes y después de la interacción con aquellos halos masivos.

El trabajo está organizado de la siguiente manera. En la Sec. 2 presentamos algunos detalles de la simulación TNG50 y la selección de los datos para nuestro análisis. En la Sec. 3 analizamos algunos efectos del entorno sobre la estructura de las *UDGs* *backsplash*. Finalmente se presentan algunas conclusiones y referencias.

## 2. Simulación y Metodología

Del proyecto de simulación de última generación Illustris-TNG (Pillepich et al., 2018b,a; Nelson et al., 2019b), la simulación TNG50 (Pillepich et al., 2019;

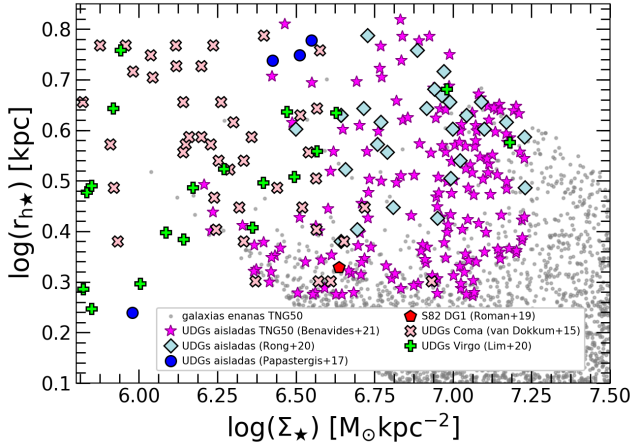


Figura 1: Relación entre el radio a mitad de masas estelar y la densidad superficial de masa. Los puntos grises corresponden a todas las galaxias y las estrellas magenta a las galaxias ultra-difusas aisladas de la simulación TNG50, analizadas en Benavides et al. (2021). Se han incluido datos observacionales de otras *UDGs* tanto en agrupaciones como en el campo (Rong et al., 2020; Papastergis et al., 2017; Román et al., 2019; van Dokkum et al., 2015b; Lim et al., 2020).

Nelson et al., 2019a) corresponde a una que, por el tamaño de la caja (51.7 Mpc de lado) y resolución por partícula\*, permite estudiar a la vez la formación y evolución de galaxias, tanto grandes y enanas, en diferentes entornos. La simulación fue corrida con el código AREPO (Springel, 2010), con condiciones iniciales establecidas en  $z = 127$  usando el código N-GENIC (Springel, 2015) y parámetros cosmológicos consistentes con resultados de la Misión Planck (Alves et al., 2016):  $\Omega_m = \Omega_{\text{dm}} + \Omega_{\text{bar}} = 0.3089$ , constante cosmológica  $\Omega_\Lambda = 0.6911$ , con  $h = 0.6774$  y  $\sigma_8 = 0.8159$ . La identificación de los halos y subhalos de hace a través de Friends-of-Friends (Davis et al., 1985) y SUBFIND (Springel, 2010); para el seguimiento de los halos a lo largo del tiempo se utilizó el SUBLINK merger trees (Rodríguez-Gomez et al., 2015). La simulación incluye un halo de masa virial\*\* comparable al Cúmulo de Virgo ( $\log(M_{200}/M_\odot) > 14$ ) y un número significativo de grupos masivos ( $13 < \log(M_{200}/M_\odot) < 14$ ).

Para el desarrollo de este trabajo se consideró la población de galaxias enanas con masa estelares entre  $10^{7.5}$  y  $10^9 M_\odot$ . Definimos las galaxias ultra-difusa como la población del 5% más extendido en la relación masa-tamaño, dejando una muestra de galaxias cuyo tamaño y brillo superficial ( $R_e \gtrsim 1.5$  kpc y  $\Sigma_* \lesssim 7.25 M_\odot \text{ kpc}^{-2}$ ) son consistentes con datos observacionales, como se muestra en la Fig. 1. Además, nos quedamos solo con las galaxias centrales, debido

\* $m_{\text{dm}} = 4.58 \times 10^5 M_\odot$ ,  $m_{\text{gas}} = 8.41 \times 10^4 M_\odot$  y longitud de ablandamiento para la interacción gravitacional de  $\epsilon_{\text{dm},*}^{z=0} \sim 0.29$  kpc.

\*\*Aquí usamos la definición de radio virial ( $r_{200}$ ) como el radio de una esfera cuya densidad media es 200 veces la densidad crítica del Universo ( $\rho_c = 3H^2/8\pi G$ ) y la masa virial ( $M_{200}$ ) a la masa contenida en dicha esfera.

a que nuestro objetivo es analizar las galaxias ultra-difusas en entornos de baja densidad.

### 3. Análisis de los objetos remanentes

La población de galaxias ultra-difusas simuladas fue separada en formadoras de estrellas o apagadas, que a su vez correlaciona con una distribución bimodal en el color ( $g - r$ ) y la población estelar, como se muestra en Benavides et al. (2021). Allí se discutió cómo esta diferencia en la formación estelar para galaxias en el campo estaba relacionada con que cerca del  $\sim 25\%$  de estas galaxias habían interactuado con un sistema masivo ( $M_{200} > 10^{12.5} M_\odot$ ) en el pasado, ingresando a las regiones más densas del halo donde las fuerzas de marea experimentadas son más intensas y como consecuencia de esto: i) perdieron su gas y un gran porcentaje de materia oscura de las partes exteriores del halo y ii) debido al tipo de órbitas que siguen estas galaxias (preferentemente radiales y con grandes distancias apocéntricas) posteriormente regresan al campo (Sales et al., 2007), como objetos enrojecidos y apagados.

Se han discutido evidencias observacionales, a partir de mediciones en la dispersión de velocidades de sus cúmulos globulares, que apuntan a que algunas de estas galaxias ultra-difusas podrían tener un bajo contenido de materia oscura en relación a su masa total (van Dokkum et al., 2018, 2019a), presentando un desafío para el modelo de formación de galaxias del  $\Lambda$ CDM. En ese sentido realizamos mediciones en la dinámica de las estrellas en la muestra de galaxias ultra-difusas aisladas (dentro de 1 y 2 veces el radio a mitad de masa estelar), como se muestra en la Fig. 2. Se observa un amplio scatter en la velocidad circular del halo para el caso de las *UDGs* apagadas, respecto de las formadoras de estrellas, esto como consecuencia de una pérdida importante de materia oscura. Sin embargo, las mediciones realizadas en las dispersión de velocidad de las estrellas muestra una distribución muy similar para ambos tipos de galaxias, lo cual está en buen acuerdo con el trabajo de Zahid et al. (2018). De esta manera, las galaxias con un déficit de materia oscura no habrían tenido el tiempo suficiente para compensar esta pérdida, modificando la dinámica de las estrellas.

Finalmente analizamos la evolución en los tamaños para la población de ultra-difusas *backsplash*, antes y después de la interacción. Para ello medimos el tamaño que tenían estas galaxias antes de cruzar el radio virial de su halo anfitrión ( $z_{\text{infall}}$ ) en relación a su valor a  $z = 0$ , como se muestra en la Fig. 3. Se observa un incremento sistemático en los tamaños de las galaxias, que en promedio es alrededor del  $\sim 26\%$ , lo cual podría representar un crecimiento significativo, pero no suficiente para considerar que dicha interacción tuvo efectos relevantes en la formación de las galaxias ultra-difusas, como se ha propuesto en trabajos anteriores (Carleton et al., 2019; Sales et al., 2020).

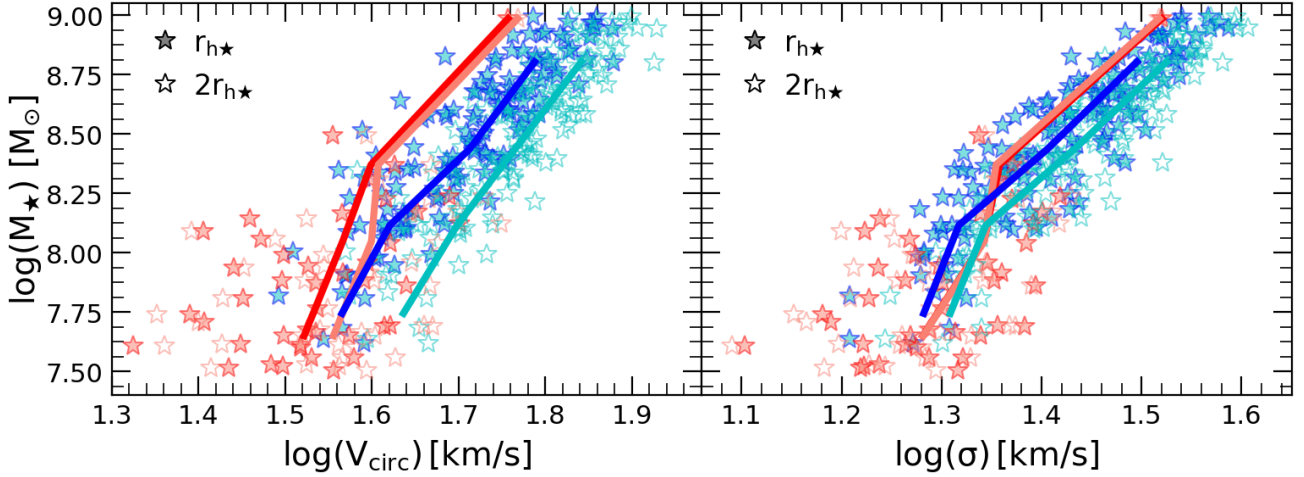


Figura 2: Velocidad circular (izquierda) y dispersión de velocidades (derecha) como función de la masa estelar para la muestra de *UDGs* aisladas. Los símbolos rellenos y vacíos corresponden a mediciones dentro de una o dos veces el radio a mitad de masa estelar, respectivamente. Las líneas en cada panel corresponden a las medianas por bin de masas estelar.

#### 4. Conclusiones

Luego del análisis de la caída de galaxias ultra-difusas *backsplash* en halos con  $M_{200} > 10^{12.5} M_{\odot}$  encontramos que:

La pérdida de materia oscura del halo no presenta un efecto significativo en la dinámica de las estrellas, por lo que una estimación del contenido total de masa, para este tipo de galaxias, a partir de mediciones de dispersión de velocidades, podría estar sobreestimado.

La evolución en el tamaño de las galaxias que cayeron en un halo masivo en el pasado, no representa un aumento significativo para considerarlo un mecanismo eficiente en la formación de galaxias ultra-difusas.

*Agradecimientos:* Agradecemos a la Secretaría de Ciencia y Tecnología (SeCyT) de la UNC y al CONICET por el financiamiento de mi beca de doctorado, haciendo posible el desarrollo de este proyecto.

#### Referencias

Alves J., et al., 2016, *A&A*, 594, E1  
 Balogh M.L., Navarro J.F., Morris S.L., 2000, *ApJ*, 540, 113  
 Benavides J.A., et al., 2021, *Nat. Astron.*, 5, 1255  
 Carleton T., et al., 2019, *MNRAS*, 485, 382  
 Davis M., et al., 1985, *ApJ*, 292, 371  
 Lim S., et al., 2020, *ApJ*, 899, 69  
 Mamon G.A., et al., 2004, *A&A*, 414, 445  
 Muriel H., Coenda V., 2014, *A&A*, 564, A85  
 Nelson D., et al., 2019a, *MNRAS*, 490, 3234  
 Nelson D., et al., 2019b, *Comput. Astrophys. Cosmol.*, 6, 2  
 Papastergis E., Adams E.A.K., Romanowsky A.J., 2017, *A&A*, 601, L10  
 Pillepich A., et al., 2018a, *MNRAS*, 475, 648  
 Pillepich A., et al., 2018b, *MNRAS*, 473, 4077  
 Pillepich A., et al., 2019, *MNRAS*, 490, 3196  
 Rodríguez-Gómez V., et al., 2015, *MNRAS*, 449, 49  
 Román J., et al., 2019, *MNRAS*, 486, 823  
 Rong Y., et al., 2020, *ApJL*, 899, L12

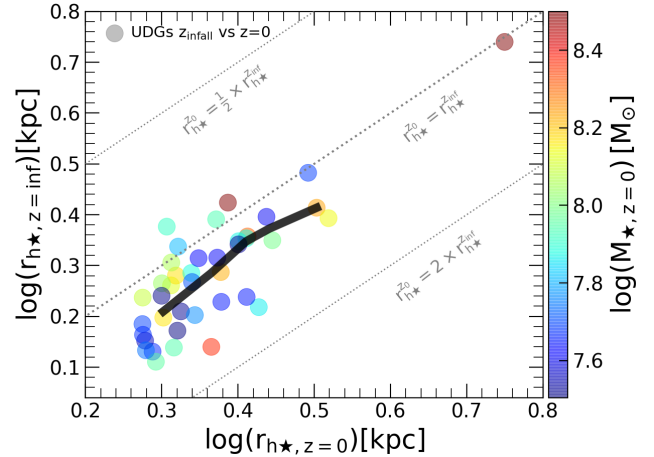


Figura 3: Evolución de los tamaños (radio a mitad de masas estelar) para la muestra de galaxias ultra-difusas que tuvo un pasaje por el interior de un halo masivo en el pasado, medidos al momento de cruce del radio virial ( $z_{\text{infall}}$ ) respecto de su valor actual ( $z = 0$ ). La línea negra corresponde al perfil de las medianas y el código de color a la masa estelar. Las líneas diagonales en gris indican crecimientos o reducción en los tamaños en un factor 2.

Sales L.V., et al., 2007, *MNRAS*, 379, 1475  
 Sales L.V., et al., 2020, *MNRAS*, 494, 1848  
 Sandage A., Binggeli B., 1984, *AJ*, 89, 919  
 Springel V., 2010, *MNRAS*, 401, 791  
 Springel V., 2015, *N-GenIC: Cosmological structure initial conditions*, *Astrophysics Source Code Library*  
 van der Burg R.F.J., et al., 2017, *A&A*, 607, A79  
 van Dokkum P., et al., 2018, *Nature*, 555, 629  
 van Dokkum P., et al., 2019a, *ApJL*, 874, L5  
 van Dokkum P., et al., 2019b, *ApJ*, 880, 91  
 van Dokkum P.G., et al., 2015a, *ApJL*, 798, L45  
 van Dokkum P.G., et al., 2015b, *ApJL*, 804, L26  
 Zahid H.J., Sohn J., Geller M.J., 2018, *ApJ*, 859, 96



# Expected neutrino background for the future ANDES laboratory

M.M. Saez<sup>1</sup>, K.J. Fushimi<sup>1</sup>, M.E. Mosquera<sup>1,2</sup> & O. Civitaresse<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Departamento de Física, UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Física de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contact / msaez@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Existen diversos detectores operativos que buscan señales de partículas de materia oscura mediante técnicas de detección directa, todos ellos ubicados en el hemisferio norte. Actualmente, hay dos proyectos en desarrollo con el objetivo de tomar datos desde el Sur. Uno es el experimento SABRE en Australia, que ya se encuentra en fase de prueba. El otro, es el laboratorio ANDES, un laboratorio subterráneo que se prevé instalar en la provincia de San Juan, Argentina, en el complejo Agua Negra. El detector directo de materia oscura que albergará el laboratorio ANDES medirá diferentes señales de fondo de neutrinos. En particular, dos contribuciones dependientes de la ubicación serán los geoneutrinos y los neutrinos originados en reactores. Hemos calculado el fondo de neutrinos para el sitio específico del laboratorio ANDES, incluidos los flujos de neutrinos de reactores y geoneutrinos, y los comparamos con los esperados en otros detectores de xenon existentes. Estos estudios esperan modelar algunas de las señales esperadas en el detector y contribuir a las estrategias de detección de materia oscura que maximicen las capacidades de detección del futuro laboratorio ANDES.

**Abstract** / There exist several operational detectors looking for signals from dark matter particles through direct detection techniques, all located in the Northern Hemisphere. There are currently two projects under development with the goals of taking data from the South. One is the SABRE experiment in Australia, already in the testing phase. The other is the ANDES laboratory, an underground laboratory planned to be settled in the province of San Juan, Argentina, in the Agua Negra complex. Different neutrino backgrounds will be measured by the direct dark matter detector that will host the ANDES laboratory. In particular, two location-dependent contributions will be the geoneutrinos and the reactor neutrinos background. We have calculated the neutrino floor at the site of the lab, including the neutrino fluxes from reactors and geoneutrinos, and compared them with those expected from other existing xenon detectors. These studies hope to model some expected detector signals and contribute to dark matter detection strategies that maximize the future ANDES laboratory detection capabilities.

*Keywords* / astroparticle physics — neutrinos — dark matter

## 1. Introduction

The nature of dark matter remains one of the most pressing issues in modern physics. Dark matter has not yet been directly detected, but there is evidence presented in observations at galactic scales, galaxy clusters, and cosmological observables that much of the Universe is dark (Rubin & Ford, 1970; Zwicky, 1933; Clowe et al., 2006; Aghanim et al., 2020; Schumann, 2019).

One of the most promising dark matter candidates, along with the axions, are the weakly interacting massive particles (WIMPs). If the Galaxy has a dark halo composed of WIMPs, many of them should pass through the Earth and interact with matter. Direct dark matter detection experiments seek to measure the energy deposited when a dark matter particle interacts with a nucleus in a detector. The recoiling nucleus can deposit energy in the form of ionization, heat or light, signals that could be later detected (Goodman & Witten, 1985; Wasserman, 1986). While weakly interacting massive particles remain a theoretically well-motivated dark matter candidate (Majumdar, 2014), despite significant efforts, no convincing detection signatures have been ob-

served and a sizable portion of the allowed parameter space has been constrained. Planned next-generation large-scale direct detection experiments will further explore the uncharted corners of WIMP interaction type, candidate mass, and cross-section. These experiments eventually reach a background (called neutrino-floor) from the coherent scattering of neutrinos produced from different sources (Sun, atmosphere, Earth, reactors, among others). This neutrino signal constitutes in itself an interesting subject of study, and reliably investigations can be conducted even though we do not yet know which is the appropriate dark matter candidate.

Among the neutrino-floor components, the geoneutrinos and the reactor neutrino background contributions are those that are strongly dependent on the location. Geoneutrinos are electron antineutrinos originated within the Earth's interior by radioactive decays of  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , and  $^{40}\text{K}$ . The geoneutrino fluxes are sensitive to the width of the Earth's crust below the laboratory site. Its study can provide important information about the heat production mechanisms and the chemical composition of the Earth's interior. Kam-

LAND and Borexino experiments have already reported signals of electron antineutrinos produced in the decay chains of thorium and uranium in the Earth's crust and mantle, the reported observations correspond to inverse beta-decay reactions (Araki et al., 2005; Bellini et al., 2010), but due to its low intensity, the geoneutrino signal has not been extensively studied in direct detection dark matter searches, with the exception of some works (Monroe & Fisher, 2007; Gelmini et al., 2019). On the other hand, the electron antineutrinos are also produced in nuclear reactors by fission beta decays of  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , and  $^{241}\text{Pu}$ . The reactor neutrinos are the primary source of background noise, and they will depend on the distances between the laboratory and the main contributing reactors.

The currently running dark matter direct detectors are located in the Northern Hemisphere, except for two projects to install detectors in the South. On the one hand, there is the SABRE experiment in Australia (Antonello et al., 2019), in PoP (Proof of Principal) phase, whose goal is to build a twin detector to the one used by the DAMA collaboration in order to compare the results obtained and avoid seasonal effects. On the other hand, the ANDES Laboratory (Civitarese, 2015; Bertou, 2012; Machado et al., 2012), which consists on the design and construction of an underground laboratory on a site adjacent to the future *Agua Negra Tunnel complex* in the Province of San Juan, Argentina (<http://andeslab.org>).

In this work, we have calculated the expected neutrino background produced by reactors and geoneutrinos at the ANDES laboratory site. In addition, we have analyzed the expected variations in the signals due to different geographical locations, by comparing them with the signals expected in the xenon detectors of SURF and Gran Sasso laboratories.

## 2. Results

In order to make predictions for the ANDES laboratory, we consider a reference detector of  $^{131}\text{Xe}$  and the corresponding location of the ANDES site ( $30^\circ 30' S$ ,  $69^\circ 53' W$ ). The interaction of a neutrino with a xenon nucleus in a detector through a coherent scattering causes the nucleus to recoil with a differential rate (Lang et al., 2016)

$$\frac{dR}{dE_{\text{nr}}} = N_{Xe} \int_{E^{\text{min}}} dE F_{\nu\beta} \frac{d\sigma}{dE_{\text{nr}}}(E, E_{\text{nr}}), \quad (1)$$

here  $N_{Xe}$  is the amount of target nuclei per tonne of xenon and  $E^{\text{min}} = \sqrt{m_A E_{\text{nr}}/2}$ , with  $m_A$  being the mass of the target nucleus.  $F_{\nu\beta}$  is the neutrino flux of  $\beta$  flavor, and  $\frac{d\sigma}{dE_{\text{nr}}}$  is the corresponding neutrino-nucleus scattering cross-section (Drukier & Stodolsky, 1984)

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{nr}}}(E, E_{\text{nr}}) = \mathcal{C} \left( 1 - \frac{m_A E_{\text{nr}}}{2E^2} \right) F^2(E_{\text{nr}}), \quad (2)$$

where  $\mathcal{C} = \frac{G_F^2 m_A Q_W^2}{4\pi^2}$ ,  $G_F$  is the Fermi constant,  $Q_W = N - (1 - 4\sin^2(\theta_W))Z$ , is the weak hypercharge ( $N$  and  $Z$  are the neutron and proton number respectively). Lastly,  $F(E_{\text{nr}})$  is the Helm nuclear form factor (Helm, 1956).

### 2.1. Expected neutrino signal at ANDES detector

The expected geoneutrino fluxes shown in Table 1 have been obtained following the References Machado et al. (2012); Wan et al. (2017); Huang et al. (2013) and assuming a fully radiogenic Earth. The reactor signal for ANDES laboratory was calculated following the References Mueller et al. (2011); Gelmini et al. (2019) and taking into account the Argentinian and Brazilian reactors listed in Table 2. The fission fraction and the average released energy for each nuclear reactor isotope were taken from Reference Gelmini et al. (2019) and for the neutrino spectra, we used the one modelled in Reference Mueller et al. (2011), based on a phenomenological fit to data. Once the reactor and geoneutrino fluxes were obtained, we calculated the interaction rate for each signal following equation 1. The differential recoil rates for the geoneutrino and reactor signals expected at ANDES laboratory, are presented in Figure 1. In addition, we show the total neutrino floor expected for the site, which also includes contributions of solar and atmospheric neutrinos. We have assumed the solar fluxes predicted in reference Haxton et al. (2013), and the atmospheric flux predictions given in reference Battistoni et al. (2005).

Component	Flux [ $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]
U	5.40
Th	5.05
K	24.04

Table 1: Geoneutrino fluxes of uranium, thorium and potassium expected at the ANDES laboratory.

Reactors	Power [MWt]	Location	Distance [km]
Atucha I	1179	$33^\circ 58' S$ $59^\circ 12' W$	1084
Atucha II	2160	$33^\circ 58' S$ $59^\circ 12' W$	1084
Embalse	2064	$32^\circ 13' S$ $64^\circ 26' W$	553
Angra I	1882	$23^\circ 0' S$ $44^\circ 27' W$	2640
Angra II	3764	$23^\circ 0' S$ $44^\circ 27' W$	2640

Table 2: Argentina and Brazil nuclear reactors near to the ANDES laboratory. The distance shown in the last column represents the distance between the nuclear power plant and the ANDES laboratory.

### 2.2. Comparison with other xenon detectors

Given that the studied signals depend on the laboratory location, we have performed comparisons with two other xenon detectors: the LUX detector in the Sanford Underground Research Facility (SURF), and the Xenon1T detector, situated below Gran Sasso mountain in Italy.

In Figure 2 we show the ratio between the expected rates in ANDES and Gran Sasso, and between ANDES and SURF, for the geoneutrino (upper panel) and reac-

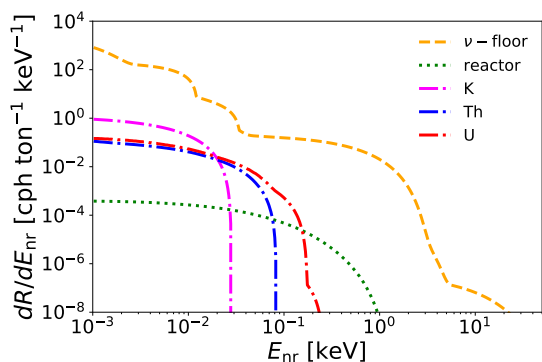


Figure 1: Differential recoil rates of neutrino background contributions for the test detector of  $^{131}\text{Xe}$  at ANDES lab. Dashed-line: total neutrino floor; dotted-line: reactor contributions; dotted-dashed-lines: geoneutrino contributions.

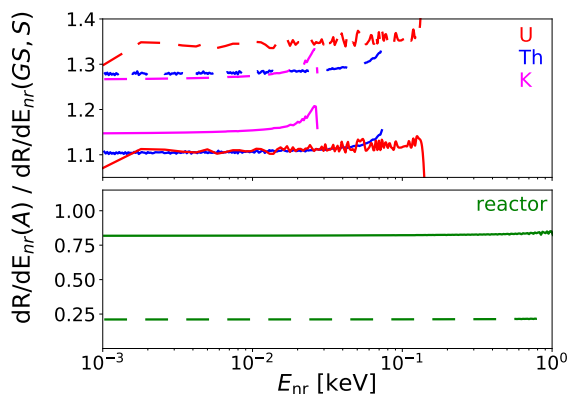


Figure 2: Ratio of differential recoil rates expected for the ANDES laboratory ( $dR/dE_{nr}(A)$ ) with respect to the expected at the Gran Sasso (GS) and SURF (S) laboratories ( $dR/dE_{nr}(GS, S)$ ). Solid lines: comparison with SURF detector. Dashed lines: comparison with Gran Sasso detector. Upper panel: ratio of geoneutrino signals. Bottom panel: ratio of the reactor signals.

tor (lower panel) components. Given that the ANDES laboratory would be located near the subduction of the Pacific and Continental tectonic plates, an area with one of the thicker Earth's crust, the geoneutrino signal might be more significant than in other laboratory sites (Gelmini et al., 2019; Huang et al., 2013; Machado et al., 2012). In particular, we observe that the rate generated by geoneutrinos in ANDES is 20% higher than expected in Gran Sasso and 10% higher than expected in SURF. Instead, the reactor neutrino background in ANDES is expected to be 80% smaller than the measured in Gran Sasso since the latter receives neutrinos from the Tricastin, Cruas, St. Alban, and Bugey reactors. In the case of LUX, the SURF laboratory receives neutrinos from the Monticello, Prarie Island, and Cooper Nuclear Station reactors. We find that the reactor neutrino background in ANDES results 25% smaller than the measured in SURF location.

### 3. Conclusions

We have made specific predictions for the ANDES laboratory, considering a reference detector of xenon. We have evaluated the neutrino floor, including the neutrino fluxes from reactors and geoneutrinos specific for the laboratory site. For the ANDES reactor component, we have considered the operative reactors Atucha I, Atucha II, Angra I, Angra II, and Embalse. For the geoneutrino signal, we have calculated the contributions corresponding to U, Th, and K. To infer the features that should be observed due to the change of location, we have compared the expected signal between the test ANDES detector and the Xenon1T and LUX detectors. We have found that the noise from reactors in ANDES is lower than in the other sites studied, while the geoneutrino signal is higher. These results place ANDES as one of the laboratories with the best conditions to carry out geoneutrinos-related studies. This work hopes to contribute to a better understanding of the expected background in the next generation of experiments that could take place in the future ANDES laboratory.

*Acknowledgements:* This work was supported by a grant (PIP-2081) of the National Research Council of Argentina (CONICET), and by a research-grant (PICT 140492) of the National Agency for the Promotion of Science and Technology (ANPCYT) of Argentina. O. C. and M. E. M. are members of the Scientific Research Career of the CONICET, M. M. S. is a Post Doctoral fellow of the CONICET and K. J. F. is a Doctoral fellow of the CONICET.

### References

Aghanim N., et al., 2020, *A&A*, 641, A6  
 Antonello M., et al., 2019, *EPJ C*, 79, 363  
 Araki T., et al., 2005, *Nature*, 436, 499  
 Battistoni G., et al., 2005, *Astropart. Phys.*, 23, 526  
 Bellini G., et al., 2010, *Phys. Lett. B*, 687, 299  
 Bertou X., 2012, *Eur. Phys. J. Plus*, 127, 104  
 Civitarese O., 2015, *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 267-269, 377. X Latin American Symposium of High Energy Physics  
 Clowe D., et al., 2006, *Astrophys. J.*, 648, L109  
 Drukier A., Stodolsky L., 1984, *Phys. Rev. D*, 30, 2295  
 Gelmini G.B., Takhistov V., Witte S.J., 2019, *Phys. Rev. D*, 99, 093009  
 Goodman M.W., Witten E., 1985, *Phys. Rev. D*, 31, 3059  
 Haxton W., Hamish Robertson R., Serenelli A.M., 2013, *ARA&A*, 51, 21  
 Helm R.H., 1956, *Phys. Rev.*, 104, 1466  
 Huang Y., et al., 2013, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 14, 2003  
 Lang R.F., et al., 2016, *Phys. Rev. D*, 94, 103009  
 Machado P., et al., 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 125001  
 Majumdar D., 2014, *Dark Matter: An Introduction*, Taylor & Francis  
 Monroe J., Fisher P., 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 033007  
 Mueller T.A., et al., 2011, *Phys. Rev. C*, 83, 054615  
 Rubin V.C., Ford W. Kent J., 1970, *Astrophys. J.*, 159, 379  
 Schumann M., 2019, *JPG*, 46, 103003  
 Wan L., et al., 2017, *Phys. Rev. D*, 95, 053001  
 Wasserman I., 1986, *Phys. Rev. D*, 33, 2071  
 Zwicky F., 1933, *Helv. Phys. Acta*, 6, 110



# Looking for prints of interaction processes in the globular cluster system of NGC 3640

A.I. Ennis<sup>1,2</sup>, L.P. Bassino<sup>1,2</sup> & J.P. Caso<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / [ennis.ana@gmail.com](mailto:ennis.ana@gmail.com)

**Resumen** / Existen muchas relaciones entre las propiedades de los sistemas de cúmulos globulares y las de las galaxias que los hospedan, lo cual convierte a los cúmulos globulares en buenos trazadores de la historia evolutiva de las galaxias de tipo temprano. Las fusiones y los eventos de acreción pueden alterar la distribución espacial de los cúmulos, así como sus colores. Presentamos el estudio del sistema de cúmulos globulares de la galaxia elíptica NGC 3640, usando observaciones de GMOS/Gemini. En nuestro análisis encontramos evidencia de interacción entre NGC 3640 y su compañera, NGC 3641, en la aparente presencia de un puente compuesto por cúmulos globulares que conecta ambas galaxias.

**Abstract** / There are many connections between the properties of globular cluster systems and those of the galaxies that host them, making them useful tracers of the evolutionary history of early-type galaxies. Mergers and accretion events may alter the spatial distribution of the system, as well as their colours. We present a study of the globular cluster system of the elliptical galaxy NGC 3640, using observations from GMOS/Gemini. In our analysis, we find evidence of an interaction between NGC 3640 and its companion, NGC 3641, in the form of an apparent trail of globular clusters between the two galaxies.

**Keywords** / galaxies: evolution — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: star clusters: individual (NGC 3640)

## 1. Introduction

The assembly of early-type galaxies (ETGs) is understood as a two-phase process: first, there is in-situ star formation caused by the initial gas collapse; then, the mass of the galaxy continues to increase steadily through accretion processes (Oser et al., 2010). Throughout the evolution of a galaxy, the environment has been shown to play an important role (e.g. Yoon et al., 2017), but its relation with the evolutionary processes a galaxy undergoes is not yet fully understood. In the second phase of galaxy evolution, mergers and interactions contribute greatly to the growth of the galaxy's mass, and they alter its stellar populations. Thus, characterizing stellar populations of ETGs across different environments is a key step towards understanding galaxy evolution and its connection to the environment a galaxy inhabits. In galaxies at large distances, resolving individual stars is not possible, and we require tracers to analyse the properties of the galaxy. Globular clusters are powerful discrete tracers, since they are intrinsically bright and compact, which makes them detectable as point-like sources, and their properties are closely linked to those of the underlying stellar population. Because they are linked to old stellar populations (Dotter et al., 2010; Hansen et al., 2013), they can provide information about the early stages of star formation of galaxies, as well as about the processes the galaxy has undergone.

NGC 3640 is an elliptical galaxy, at a distance of 27 Mpc (obtained using the surface brightness fluctua-

tion method by Tully et al. 2013). It belongs to a loose group, comprised of eight galaxies, among which is its close companion, the compact elliptical (cE) NGC 3641 (de Vaucouleurs et al., 1976). The morphology of NGC 3640 presents a number of tidal features, shown in Prugniel et al. (1988), which are considered to be remnants of a major merger. In addition to this, NGC 3640 presents extremely boxy isophotes (Michard & Prugniel, 2004), a dust lane along its minor axis and high rotation velocity along its major axis (Prugniel et al., 1988), which are all thought to be signatures of recent interactions. Most of the works that mention NGC 3640 consider it a result of a major merger, but many of these signs of interactions could also be attributed to an interaction by tidal stripping with NGC 3641, a possibility which is acknowledged in several of these studies. In order to untangle the relation between NGC 3640 and its neighbour, we present an analysis of their globular cluster systems.

## 2. Observations

In this work we use data obtained with the Gemini Multi-Object Spectrograph Camera (GMOS) on Gemini North (Program GN-2016A-Q-69, P.I. Lilia Bassino), in imaging mode, in the  $g'r'i'$  filters. We use a binning of  $2 \times 2$ , which results in a resolution of  $0.146 \text{ arcsec pix}^{-1}$ .

We observed two fields (Figure 1), one containing the galaxies, and an adjacent one with the goal of covering the full extension of the GCS. We also observed a field



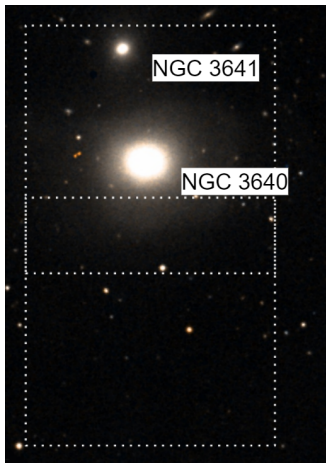


Figure 1: Digital Sky Survey 2 image showing both galaxies, with the observed fields marked with dotted white lines. South points up, East to the left.

of standard stars on the same night, used to convert instrumental magnitudes to standard ones using the equations provided by the Gemini website and to estimate the aperture size used for aperture photometry.

### 3. Data reduction and source selection

#### 3.1. Data reduction

The first steps of data reduction consisted of correcting the observations using BIAS and FLAT-FIELD images and tasks from the Gemini package in IRAF, followed by combining all of the images from each field in each filter. Then, we subtracted the integrated light from both galaxies with the FMEDIAN task in IRAF, making it possible to detect point-like sources in the central regions. On these residual images we used SExtractor to detect point-like sources, for which we obtained aperture photometry with tasks in the DAOPHOT package. From this first catalogue, we selected 30 of the brightest objects to build the point-spread function (PSF) corresponding to these observations, and then used it to obtain PSF photometry of all our catalogue.

With the ALLSTAR task, we fitted the PSF to each source, obtaining in return an instrumental magnitude, and statistical parameters that characterize the goodness of the fit, specifically, sharpness and chi-squared. The final catalogue was obtained after applying constraints to these parameters.

We performed a completeness analysis by adding artificial sources to the image and carrying out the steps mentioned above to obtain the fraction of recovered sources. From this analysis, we established a limiting magnitude of  $i' = 24.75$  corresponding to an  $\sim 80\%$  completeness.

Finally, using the observations of the field of standard stars, we obtained the equations to transform our instrumental magnitudes to standard ones.

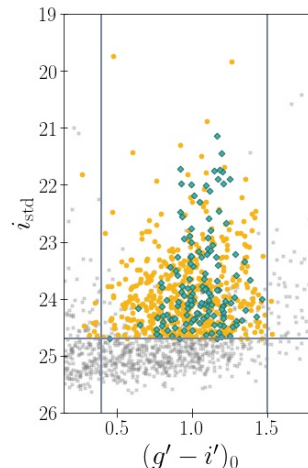


Figure 2: Colour-magnitude diagram for all sources present across both fields (grey crosses). The yellow dots represent the GC candidates attributed to NGC 3640, while the green diamonds represent GC candidates attributed to NGC 3641.

#### 3.2. Source selection

Following Bassino & Caso (2017), we used colour limits to identify GC candidates in the three classic colour combinations ( $g' - i'$ ,  $g' - r'$  and  $r' - i'$ ). We also limited the magnitude in the faint end, corresponding to the result from the completeness analysis. In Figure 2 we show the colour-magnitude diagram for all point-like sources, highlighting those we attributed preliminarily to each galaxy. The separation was done considering only closeness to the center, since we cannot estimate radial velocities based on photometry.

### 4. Analysis

#### 4.1. Colour distributions

In Figures 3 and 4 we show the colour distributions for the GC candidates attributed to NGC 3640 and NGC 3641, respectively.

In the case of NGC 3640, we show the distribution for the whole sample and then for two different regions, separating those closest to the center of the galaxy and those of the outskirts. The distribution of the sample extends across the entire expected colour range for GCs, covering both the "red" (more metallic) and the "blue" (less metallic) subpopulations. The middle and bottom panels show that most objects in the inner region belong to the red subpopulation, with very few objects towards the blue extreme, while the blue subpopulation dominates the outskirts. Though it is typical for the red subpopulation to be more concentrated toward the center while the blue one is usually more extended, the lack of blue objects in the central region is peculiar.

On the other hand, the colour distribution of NGC 3641 presents a very narrow range of colours, mostly concentrated towards the red.

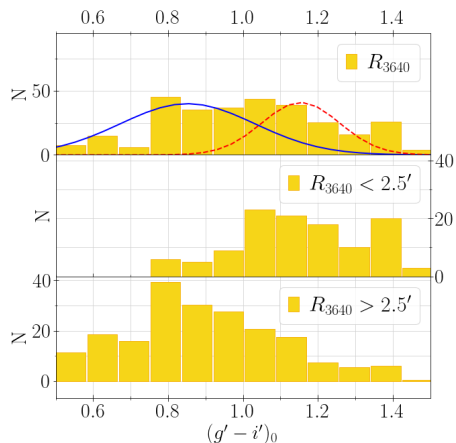


Figure 3: Background corrected colour distribution for GC candidates attributed to NGC 3640. *Top panel:* The entire sample. *Middle panel:* GC candidates in the inner region. *Bottom panel:* GC candidates in the outer region.

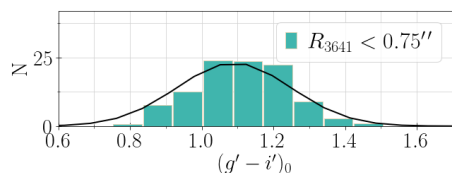


Figure 4: Background corrected colour distribution of the GC candidates attributed to NGC 3641.

## 4.2. Spatial distributions

In Figure 5 we show the residual images from which the surface brightness of NGC 3640 was subtracted, with the density contours corresponding to the smoothed density of blue and red GCs shown in solid lines. The colour gradient of the line indicates a larger density towards darker colours. The residual surface brightness from the galaxy reveals the underlying substructures in its morphology, in the shape of shells and feathers. The blue subpopulation of GCs seems to be aligned with these substructures, presenting an irregular spatial distribution which could be the consequence of having been displaced from their original position due to the same evolutionary process that caused the shell on the bottom right. In the case of the red subpopulation, there is a concentration towards the region between NGC 3640 and NGC 3641. This overdensity forms a bridge between the two of them, which can be interpreted as a sign of undergoing or recent interaction between them.

## 5. Summary and conclusions

We presented the preliminary results for the photometrical analysis of the GCS of NGC 3640 and its companion, NGC 3641, in which we find prints of the evolutionary processes undergone by the galaxy.

- The colour distribution of NGC 3640 appears to be bimodal since it covers the entire range of colours expected for GCs while presenting slight peaks which approximately match the expected means for the

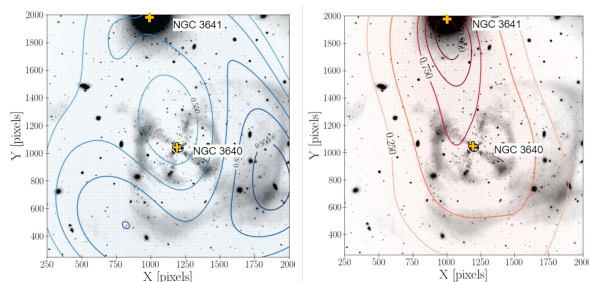


Figure 5: Smoothed spatial distribution of the "blue" (*left panel*) and "red" GC candidates (*right panel*), shown in contours over the residual image resulting from subtracting the surface brightness of NGC 3640. The shells and feathers in the figure are features of the surface brightness distribution of NGC 3640.

blue and red subpopulation, though the statistical analysis does not return conclusive results. This is likely due to the presence of GCs from NGC 3641, either because the systems are superposed or because they were tidally stripped. The presence of an intermediate-age population seems unlikely.

- Blue GCs usually extend towards the outskirts of galaxies, where their spatial distribution is more easily affected by interactions. In the case of NGC 3640, an event seems to have pushed both blue GCs and the underlying stellar population in the same direction.
- The GCS of NGC 3641 appears to present mostly red GCs. It is possible that it had blue GCs which were tidally stripped by NGC 3640, though there is no clear evidence for this specifically. However, the overdensity of red GCs that connects both galaxies does hint at an accretion process that is still ongoing.

*Acknowledgements:* This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, and Universidad Nacional de La Plata, Argentina. Based on observations obtained at the Gemini Observatory (GN-2016A-Q-69), which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil) and Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina). This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

## References

- Bassino L.P., Caso J.P., 2017, *MNRAS*, 466, 4259  
 de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G., 1976, *Dotter A.*, et al., 2010, *ApJ*, 708, 698  
 Hansen B.M.S., et al., 2013, *Nature*, 500, 51  
 Michard R., Prugniel P., 2004, *A&A*, 423, 833  
 Oser L., et al., 2010, *ApJ*, 725, 2312  
 Prugniel P., et al., 1988, *A&A*, 204, 61  
 Tully R.B., et al., 2013, *AJ*, 146, 86  
 Yoon Y., Im M., Kim J.W., 2017, *ApJ*, 834, 73



# Dark matter signal for the future ANDES laboratory

K.J. Fushimi<sup>1</sup>, M.M. Saez<sup>1</sup>, M.E. Mosquera<sup>1,2</sup> & O. Civitarese<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Departamento de Física, UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Física de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contact / kfushimi@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / En este trabajo estudiamos la señal esperada de partículas de materia oscura en detectores terrestres. En particular, nos centramos en la técnica de detección directa, basada en el estudio de la dispersión de partículas de materia oscura con los núcleos del detector. Para el cálculo, hemos considerado un modelo de materia oscura, la ubicación geográfica del detector y el fondo de neutrinos del sitio. En este trabajo, hemos calculado la tasa de detección esperada y las modulaciones anuales y diurnas relativas a la detección de WIMPs. Realizamos predicciones para la señal esperada en experimentos ubicados en ANDES (Agua Negra DeepExperimental Site), que se construirá en San Juan, Argentina. También consideramos una función de respuesta y una eficiencia similar al detector Xenon1T para obtener una aproximación de la señal más realista. Hoy en día solo existen dos detectores directos de materia oscura planeados para instalarse en el hemisferio sur, por lo que resulta crucial comenzar a modelar las señales y los fondos esperados para el laboratorio ANDES.

**Abstract** / This work studies the expected signal of dark matter particles in terrestrial detectors. In particular, we focus on the direct detection technique, based on the study of the scattering of dark matter particles by a nucleus in a detector. In the calculation, we have considered the dark matter model, the geographical location of the detector, and the neutrino background for the site. In this work, we have computed the expected detection rate and annual and diurnal modulations concerning the detection of WIMPs. The signal predictions were carried out for experiments that may be performed in the planned new underground facility ANDES (Agua Negra DeepExperimental Site), to be built in San Juan, Argentina. We also consider a response function and an efficiency similar to the Xenon1T detector to get a more realistic signal approximation. There are only two direct dark matter detectors planned to settle in the Southern Hemisphere to this day. Therefore, it is crucial to start modeling the signals and backgrounds to define the characteristics that improve dark matter detection in the ANDES laboratory.

*Keywords* / astroparticle physics — dark matter

## 1. Introduction

One of the most important pursuits of modern cosmology is understanding the nature of dark matter (DM) in the Universe. A well-established paradigm is that most DM is cold and is made up of weakly interacting massive particles (WIMP), other promising alternatives are axions (Majumdar, 2014; Peccei & Quinn, 1977; Chadha-Day et al., 2021). The WIMPs as cold dark matter candidates arise naturally in various theories beyond the Standard Model, e.g., the lightest supersymmetric particle in supersymmetric theories (in many models, this is the neutralino  $\chi$ ). The expected mass is between 1 – 1000 GeV (Gelmini, 2017).

A relevant strategy for searching WIMPs is the direct detection through the elastic scattering of DM particles with the nuclei in ultrasensitive low background experiments (Goodman et al., 1985; Wasserman, 1986). These experiments eventually reach a background (called neutrino floor) due to the coherent scattering of neutrinos produced from different sources (Sun, atmosphere, Earth, and reactors). One of the methods to distinguish a DM recoil signal from the background is to look for the annual and diurnal modulation of the sig-

nal due to the movement of the Earth with respect to the DM halo and the rotation around its axis (Freese et al., 2013). At the present, there are several experiments designed to measure this effect. The DAMA collaboration claims to have observed the annual modulation in the energy range between 1 – 6 keV (Bernabei et al., 2018). Other collaborations, such as Xenon1T (Aprile et al., 2018), have reported null results.

The currently running detectors are located in the Northern Hemisphere. The ANDES Laboratory\* (Civitarese, 2015), consists of the design and construction of an underground laboratory, in the Southern Hemisphere, adjacent to the Agua Negra Tunnel complex in San Juan, Argentina.

In line with previous studies focused on the ANDES laboratory (Machado et al., 2012; Civitarese et al., 2016), we present a complementary study on the expected dark matter signals, taking into account the neutrino floor for this specific site, as well as a detector with characteristics similar to Xenon1T.

\*<http://andeslab.org/index.php>

## 2. Dark matter model

We work in the framework of the MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model). The lightest neutralino state can be written as a linear combination of binos ( $\tilde{B}$ ), winos ( $\tilde{W}_3$ ) and higgsinos ( $\tilde{H}_1, \tilde{H}_2$ ) (Engel et al., 1992)

$$\chi_1^0 = Z_{11}\tilde{B} + Z_{12}\tilde{W}_3 + Z_{13}\tilde{H}_1 + Z_{14}\tilde{H}_2, \quad (1)$$

where the parameters of the model are: the masses of the Bino, Wino and Higgsino ( $M'$ ,  $M$  and  $\mu$  respectively) and the  $\tan(\beta)$  (which is the ratio of vacuum expectation values of the two Higgs scalars). In the Grand-Unified-Theory (GUT), the parameters  $M$  and  $M'$  are related by  $M' = \frac{5}{3}M \tan^2 \theta_W$  (Murakami et al., 2001; Ellis et al., 2000; Cerdeno et al., 2001).

We take  $\mu$  as a free parameter of the model, and explore the parameter space, for  $\mu$  and  $m_\chi$  (Fushimi et al., 2020) considering the limits imposed on the cross-section mass plane given by the Xenon1T exclusion limit (Aprile et al., 2019) and by the neutrino floor (Schumann, 2019).

## 3. Direct detection technique

When the elastic collision occurs between the WIMP of mass  $m_\chi$  and the nucleus of mass  $M$ , an energy  $E_{nr}$  is deposited. The experiments measure the number of events per day and per unit mass of the detector which can be written as (Civitarese et al., 2016):

$$\frac{dR}{dE_{nr}} \simeq \left\{ S_0 + S_m(E_{nr}) \cos(w_{rev}(t - t_a)) + S_d(E_{nr}) \cos(w_{rot}(t' - t'_d)) \right\}, \quad (2)$$

where  $t_a = t_{eq} + \frac{\beta_m}{w_{rev}}$ ,  $t'_d = \frac{\beta_d}{w_{rot}} - t_0$ , we define  $w_{rev}$  as the Earth revolution frequency,  $t_{eq}$  is the sidereal time corresponding to the March equinox (that is the sidereal day 80.22 referred to J2000.0),  $\beta_m = 1.260$  rad,  $\beta_d = 3.907$  rad,  $w_{rot} = 2\pi/(1 \text{ sidereal day})$ , and  $t_0$  is the time corresponding to the longitude of the laboratory  $\lambda_0$ . Furthermore,  $S_0$  is the time-average of the rate, which does not present a modulation.  $S_m$  is the annual modulation amplitude and  $S_d$  is the diurnal modulation amplitude. The diurnal modulation term is proportional to  $v_{ecu} \cos(\phi_0)$ , where  $v_{ecu}$  is the rotational velocity in the Equator and  $\phi_0$  is the latitude of the laboratory.

To analyze the dependence of the signal with the characteristics and location of the future ANDES laboratory, we considered a xenon (Xe) detector with an efficiency and response function equal to that of the Xenon1T experiment to obtain a more realistic approach (Foot, 2020; Aprile et al., 2020) (see Table 1).

To compare with the experimental data, we integrate the modulation amplitude over an energy range that is defined by the resolution of the detector. Since detectors do not measure nuclear recoil energy directly, it is necessary to consider a quenching factor  $Q$ , which relates the electron equivalent energy ( $E_{ee}$ ) measured by the

detector to the recoil energy ( $E_{ee} = QE_{nr}$ ). Therefore we can calculate them as (Freese et al., 2013):

$$\langle S_m \rangle = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_1}^{E_2} S_m(E_{nr}) \varepsilon(E_{nr}Q) \Phi(E_{nr}Q, E_1, E_2) dE_{nr}, \quad (3)$$

$$\langle S_d \rangle = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_1}^{E_2} S_d(E_{nr}) \varepsilon(E_{nr}Q) \Phi(E_{nr}Q, E_1, E_2) dE_{nr}, \quad (4)$$

where  $\Delta E = E_2 - E_1$  is the bin length,  $\varepsilon(E_{nr}Q)$  is the efficiency of the experiment and  $\Phi(E_{ee}, E_1, E_2)$  is a response function corresponding to the fraction of events given an expected observed energy (Savage & others, 2009).

Location	30°30'S 69°53'W
Target material	$^{131}\text{Xe}$ (Z=54, N=77)
Q	1
$\varepsilon(E_{ee})$	$0.87 \left(1 + e^{-\lambda(E_{ee} - E_{ee}^0)}\right)^{-1}$
$\sigma(E_{ee})$	$(0.31 \text{ keV}) \sqrt{E_{ee}/\text{keV}} + 0.0037 E_{ee}$

Table 1: Coordinates of the ANDES laboratory and test detector characterization. Where  $Q$  is the quenching factor,  $\varepsilon(E_{ee})$  is the efficiency, and  $\sigma$  is the dispersion entering in the response function  $\Phi$ . The attenuation  $\lambda$  and the threshold energy  $E_{ee}^0$  where taken from Foot (2020); Aprile et al. (2020).

## 4. Results and conclusions

We have computed the signal in the detector for different values of the neutralino mass. We fixed the parameter  $\tan \beta = 10$  (Ellis et al., 2000; Cerdeno et al., 2001; Murakami et al., 2001), and varied the parameter  $\mu$ . The value of the  $M$  parameter was determined as a function of  $\mu$  and  $m_\chi$ .

Different neutrino backgrounds could be measured in a direct dark matter detection experiment, such as geoneutrinos, reactor neutrinos, solar and atmospheric neutrinos. There are two contributions to the background that depends on the experiment's geographical location. These are the geoneutrinos (Monroe et al., 2007; Gelmini et al., 2019) and neutrinos produced in nearby reactors (Mueller et al., 2011; Gelmini et al., 2019). We consider the sum of all contributions for the analysis, generally called the neutrino floor. We have analyzed the dependence of the signal on the characteristics and location of an experiment located at the ANDES site (see Table 1).

In Fig. 1 we see that for the dark matter parameter space used in this work, we find that the signal for the WIMPs begins to exceed the neutrino floor of the ANDES laboratory for energies greater than 2.6 keV for  $m_\chi > 10$  GeV (this energy could be 0.6 keV if  $m_\chi = 7$  GeV is considered). Therefore, having a detector with a lower energy threshold is not essential unless we have a

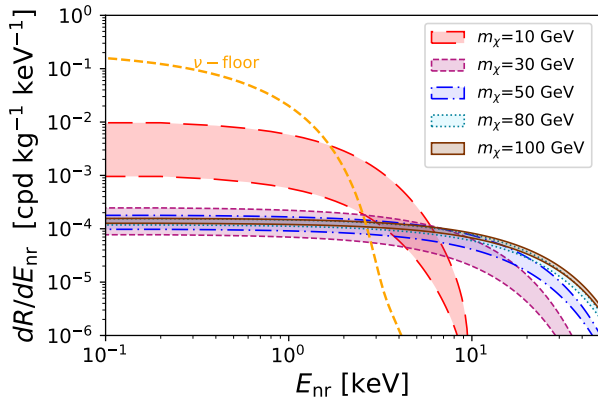


Figure 1: Differential recoil rates for different masses of WIMPs for the  $^{131}\text{Xe}$  reference detector in the ANDES laboratory. The shaded regions correspond to different masses for the WIMPs and the widths represent the sweep of the parameter  $\mu$  in the dark matter model. Dashed line: total neutrino background.

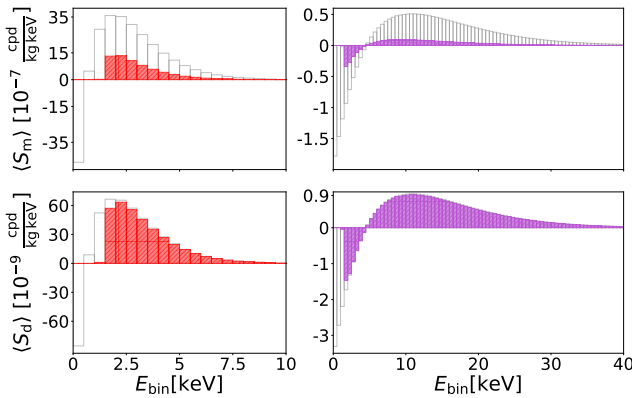


Figure 2: *Upper panel:* The average annual modulation amplitude as a function of the energy bin. (*Lower panel:*) The average diurnal modulation amplitude as a function of the energy bin. First column  $m_\chi = 10$  GeV, second column  $m_\chi = 30$  GeV. In all panels, the histograms show the results for an ideal detector and the hatched areas are those for a detector with the parameters given in Table 1, we consider the minimum value of the parameter  $\mu$ .

mechanism to separate the dark matter signal from the neutrino background.

In Fig. 2 we see that both the annual and diurnal modulation are suppressed in the first energy bins when we consider a realistic detector. Furthermore, for a low WIMP mass (10 GeV), the sign change would not occur for a detector with characteristics similar to Xenon1T, while it could be observed for a high mass WIMP such as 30 GeV.

Moreover, the sign change in the modulation occurs for a specific recoil energy value located in the low energy bins. This energy depends on the mass of the WIMP but is independent of the value of the parameter  $\mu$ . As the mass of the WIMP increases its value, the sign change occurs at higher recoil energies, and the modulation amplitude is smaller.

Although the diurnal modulation of dark matter signals is challenging to measure, if a detection is achieved, the difference between the data collected at the northern and southern locations could help refine the parameters used to characterize dark matter.

We hope that these studies will contribute to the planning and design of the future ANDES laboratory to maximize its ability to detect dark matter by direct methods.

*Acknowledgements:* This work was supported by a grant (PIP-2081) of the National Research Council of Argentina (CONICET), and by a research-grant (PICT 140492) of the National Agency for the Promotion of Science and Technology (ANPCYT) of Argentina. O. C. and M. E. M. are members of the Scientific Research Career of the CONICET, M. M. S. is a Post Doctoral fellow of the CONICET and K. J. F. is a Doctoral fellow of the CONICET.

## References

- Aprile E., et al., 2018, Phys. Rev. Lett., 121, 111302  
 Aprile E., et al., 2019, Phys. Rev. Lett., 123, 251801  
 Aprile E., et al., 2020, Phys. Rev. D, 102, 072004  
 Bernabei R., et al., 2018, Nuclear Physics and Atomic Energy, 19, 307  
 Cerdeno D., et al., 2001, *5th International Conference on Particle Physics and the Early Universe. Hep-ph 0112033*  
 Chadha-Day F., Ellis J., Marsh D.J.E., 2021, arXiv  
 Civitaresse O., 2015, Nuclear and Particle Physics Proceedings, 267-269, 377. X Latin American Symposium of High Energy Physics  
 Civitaresse O., et al., 2016, JPG, 43, 125201  
 Ellis J., et al., 2000, Phys. Lett. B, 481, 304  
 Engel J., et al., 1992, Int. J. Mod. Phys. E, 1, 1  
 Foot R., 2020, arXiv  
 Freese K., et al., 2013, Rev. Mod. Phys., 85, 1561  
 Fushimi K., et al., 2020, Int. J. Mod. Phys. E, 29, 2050072-446  
 Gelmini G.B., 2017, Rept. Prog. Phys., 80, 082201  
 Gelmini G.B., et al., 2019, Phys. Rev. D, 99, 093009  
 Goodman M.W., et al., 1985, Phys. Rev. D, 31, 3059  
 Machado P., et al., 2012, Phys. Rev. D, 86, 125001  
 Majumdar D., 2014, *Dark Matter: An Introduction*, Taylor & Francis  
 Monroe J., et al., 2007, Phys. Rev. D, 76, 033007  
 Mueller T.A., et al., 2011, Phys. Rev. C, 83, 054615  
 Murakami B., et al., 2001, Phys. Rev. D, 64, 015001  
 Peccei R.D., Quinn H.R., 1977, Phys. Rev. Lett., 38, 1440  
 Savage C., et al., 2009, JCAP, 0904, 010  
 Schumann M., 2019, JPG, 46, 103003  
 Wasserman I., 1986, Phys. Rev. D, 33, 2071



# Connection between the star formation activity and stellar metallicities of galaxies in cosmological simulations

S.E. Grimozzi<sup>1</sup>, M.E. De Rossi<sup>2,3</sup>, J. Trussler<sup>4</sup> & L.J. Zenocratti<sup>5,6</sup>

<sup>1</sup> *Departamento de Física, FCEN-UBA, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

<sup>3</sup> *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

<sup>4</sup> *Jodrell Bank Centre for Astrophysics, The University of Manchester, Reino Unido*

<sup>5</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>6</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contact / [salvy.eg279@gmail.com](mailto:salvy.eg279@gmail.com)

**Resumen** / Analizamos la relación entre la actividad de formación estelar y las abundancias químicas de estrellas en galaxias de las simulaciones cosmológicas EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments). En consistencia con trabajos observacionales previos llevados a cabo por Trussler et al., encontramos que, para una dada masa estelar, las galaxias con menores tasas de formación estelar (SFRs) tienden a presentar mayores metalicidades, menores fracciones de gas en condiciones de formar estrellas y poblaciones estelares más antiguas. Estas tendencias se presentan desde, al menos, un corrimiento al rojo de  $z = 3$  y en galaxias con masas estelares  $M_{\star} > 10^9 M_{\odot}$ . En particular, las simulaciones predicen una correlación entre masa y metalicidad estelar que es consistente con tendencias observadas. En este artículo, mostramos los resultados preliminares de este proyecto.

**Abstract** / We analyze the relation between the star formation activity and stellar chemical abundances of galaxies in the EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments) suite of cosmological simulations. Consistently with previous observational works by Trussler et al., we found that, at a given stellar mass, galaxies with lower star formation rates (SFRs) tend to show higher metallicities, lower star-forming gas fractions and older stellar populations. These trends are present, at least, since redshift  $z = 3$  and for stellar masses  $M_{\star} > 10^9 M_{\odot}$ . In particular, simulations predict a correlation between stellar mass and stellar metallicity, consistently with the observed behaviour. In this article, we show preliminary results of this project.

**Keywords** / galaxies: formation — galaxies: evolution — galaxies: abundances — galaxies: star formation — cosmology: theory

## 1. Introduction

Previous studies of observational data show that there is a strong correlation between stellar masses ( $M_{\star}$ ) and gas-phase metallicities ( $Z_g$ ) of galaxies (MZR) in the Local Universe (e.g. Tremonti et al., 2004). Some authors have also suggested the existence of a more fundamental metallicity relation between  $M_{\star}$ ,  $Z_g$  and the star formation rates (SFRs) of galaxies (e.g. Lara-López et al., 2010; Mannucci et al., 2010), which can explain the scatter of the MZR. According to such works, at a given  $M_{\star}$ , galaxy populations with lower SFRs tend to show higher levels of metal enrichment. Furthermore, similar trends have been obtained when analysing the relation between  $M_{\star}$  and stellar metallicities ( $Z_{\star}$ ) of local galaxies (MZsR), with passive systems with low SFRs showing higher levels of chemical enrichment than star-forming (SF) galaxies of similar  $M_{\star}$  (Trussler et al., 2020). In the same way, these two populations differ in several more properties such as average stellar age, morphology and colour.

The transformation process of a SF galaxy into a passive one is known as quenching. Peng et al. (2010) showed that, depending on their causes, two main differ-

ent quenching processes can be identified, one driven by internal processes (mass quenching) and another driven by external processes (environmental quenching). By studying the stellar metallicities of both, passive and SF galaxy populations, Peng et al. (2015) proposed two possible evolutionary scenarios: quenching due to the sudden removal of most of the galaxy SF gas or quenching by starvation, where a galaxy stops accreting gas, cutting off the cold SF gas replenishment by gas cooling due to the removal of the hot gas halo. A study on these two possible scenarios (Trussler et al., 2020) shows that starvation seems to dominate over SF gas ejection, although gas outflows cannot be neglected.

In this article, we extend the study of the MZsR of galaxies in EAGLE simulations carried out by De Rossi et al. (2018). We focus on the selection of simulated SF and passive galaxy populations at different  $z$  and we characterize their MZsRs at different cosmic times. We also study the difference in stellar age and fraction of SF gas between passive and SF galaxies at  $z = 0$ . Results presented here are preliminary and are part of a wider project aimed at studying the origin of the scatter of the simulated MZsR and its relation with quenching

processes.

## 2. EAGLE simulations and sample selection

The EAGLE suite is a set of cosmological hydrodynamical simulations run by the Virgo Consortium (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) using a modified version of the N-Body Tree-PM SPH code GADGET-3. They simulate the formation and evolution of galaxies in cubic volumes with periodic border conditions assuming a  $\Lambda$ CDM flat cosmology. Subgrid models for relevant physical processes are implemented in EAGLE. Such processes include radiative cooling, reionization, star formation, stellar mass-loss and metal enrichment, energy feedback from star formation, growth of super-massive black holes and active galactic nuclei (AGN) feedback, among others.

The main simulation analyzed in this work is the so-called Recal-L025N0752, which simulates a 25 cMpc side cube with  $752^3$  initial baryonic and dark matter particles, and presents the highest resolution available within the EAGLE suite. This simulation was carried out by recalibrating subgrid stellar and AGN feedback parameters from a previous intermediate-resolution run (with a larger volume and corresponding to the so-called reference model within the EAGLE suite) in order to obtain a better agreement with some observational data when increasing the resolution. For more details regarding EAGLE simulations, we refer the reader to Schaye et al. (2015) and Crain et al. (2015). According to findings by De Rossi et al. (2017), the simulation Recal-L025N0752 can predict galaxy metallicity scaling relations in good agreement with observations.

In this article, all simulated galaxy properties were estimated considering a spherical aperture of 30 kpc. Also, at each  $z$ , we define two simulated galaxy populations based on their specific star formation rates (sSFRs): a sample of galaxies with Higher sSFRs (HSFR) and a sample of galaxies with Lower sSFRs (LSFR). At each  $z$ , the former is composed of all the galaxies with a  $\log(\text{sSFR})$  equal or above the 75th percentile of the  $\log(\text{sSFR})$  general distribution, whereas the later is composed of those galaxies with a  $\log(\text{sSFR})$  equal or below the 25th percentile of the same distribution.

## 3. Results

### 3.1. Star-forming gas fraction and stellar age

In Figure 1, we analyze the relation between  $M_*$  and the fraction of SF gas given by  $M_{\text{gas}}^{\text{SF}}/(M_{\text{gas}}^{\text{SF}} + M_*)$ , where  $M_{\text{gas}}^{\text{SF}}$  is the mass of SF gas. The curves depict the median values at different  $M_*$  bins, whereas the error bars depict the 25th and 75th percentiles. Only bins with more than 7 elements are plotted. We see that the population of HSFR galaxies presents a higher SF gas fraction ( $\approx 0.3$ ) than LSFR galaxies ( $\approx 0$ ), which is expected since SF gas constitutes the fuel for star formation. The negligible SF gas fractions of galaxies in LSFR shows that they are consistent with quenched passive systems. In addition, the SF gas fraction tends to remain constant for both HSFR and LSFR galaxies up

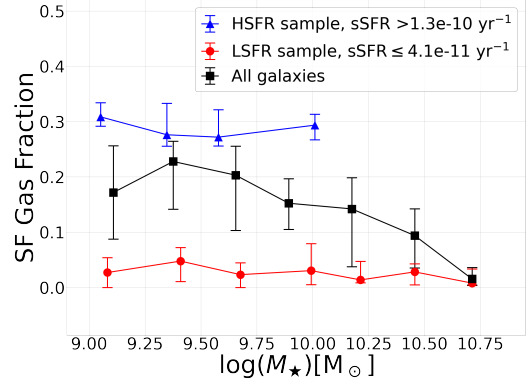


Figure 1: Star-forming gas fraction as a function of the stellar mass in Recal-L025N0752. The curves depict the median relations, whereas the error bars depict the 25th and 75th percentiles.

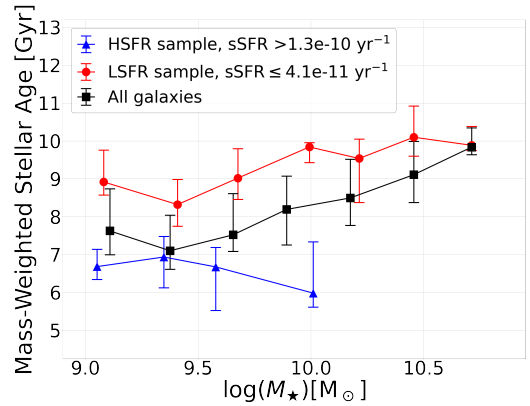


Figure 2: Stellar age as a function of the stellar mass in Recal-L025N0752. The curves depict the median relations, whereas the error bars depict the 25th and 75th percentiles.

to a mass of  $10^{10} M_{\odot}$ , while it decreases towards higher masses for the general population. At this mass range, the number of HSFR galaxies per  $M_*$  bin is smaller than 7 and they are not represented in the plot. The lower number of HSFR galaxies at higher  $M_*$  shows that the proportion of HSFR galaxies and  $M_*$  anti-correlate.

The relation between  $M_*$  and mass-weighted stellar age is shown in Figure 2. For the general population, the stellar age tends to increase with the increase of mass. We also see that, at a given mass, HSFR galaxies tend to be younger than LSFR systems, with a median age difference ranging between  $\approx 2$  and 4 Gyr. These results are in agreement with observational findings by Trussler et al. (2020). Thus, on average, the stellar component of passive galaxies seems to have been formed at earlier cosmic times (see also Gallazzi et al. 2014, Peng et al. 2015).

It is important to note that the trends obtained in the general population for the SF gas fraction and the mass-weighted stellar age are conditioned by the lack of HSFR massive galaxies.

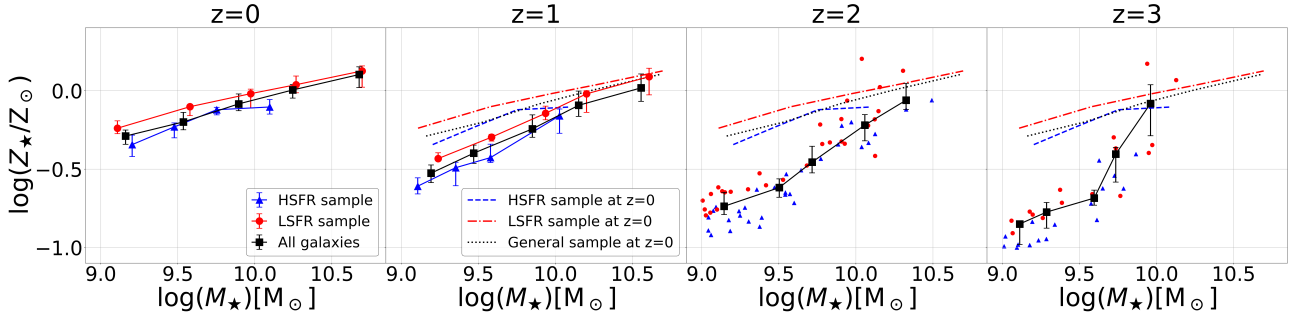


Figure 3: Median stellar mass-stellar metallicity relations for galaxies in the simulation Recal-L025N0752 at  $z = 0, 1, 2$  and  $3$  (from left to right). Error bars depict the 25th and 75th percentiles. Blue and red curves denote the HSF and LSF populations (see text for details), respectively. At  $z = 2$  and  $3$ , data of individual galaxies are shown instead of the median. The results for  $z = 0$  are also shown at the panels corresponding to higher redshifts for comparative purposes.

### 3.2. Stellar Mass-Stellar Metallicity Relation

In Figure 3, we show the MZsR predicted by the simulation Recal-L025N0752 at four different redshifts ( $z = 0, 1, 2, 3$ ).<sup>\*</sup> As can be seen in the figure, there is a clear correlation between  $M_{\star}$  and  $Z_{\star}$ , with more massive galaxies being more chemically enriched than lower mass galaxies. In agreement with previous observational works (Trussler et al., 2020), LSF galaxies tend to show higher metallicities than HSF galaxies at a fixed mass at  $z = 0$ . However, at a given mass, the differences between the metallicities of the two simulated populations are smaller by  $\approx 0.2$  dex than the observed differences between SF and passive galaxies. Such discrepancies could be due to differences in the selection criteria used to define simulated and observed samples. In addition, differences in the apertures used to estimate  $M_{\star}$  and  $Z_{\star}$  in observations and simulations could also affect the comparison. In a follow-up study, we will tackle such issues, trying to perform a more robust comparison between simulations and observations.

Figure 3 also shows a very strong evolution of the MZsR with  $z$  both, in normalization and slope (see also De Rossi et al. 2017). At a given  $M_{\star}$ ,  $Z_{\star}$  tends to decrease towards higher  $z$ , showing stronger variations at lower masses. For galaxies of  $M_{\star} \lesssim 10^{9.75} M_{\odot}$ , stellar metallicities decrease as much as  $\approx 0.5$  dex between  $z = 0$  and  $z = 3$ , whereas, for galaxies of  $M_{\star} \sim 10^{10} M_{\odot}$ , the decrease is considerably smaller. Interestingly, at all analysed  $z$ , the MZsR seems to show a break in its slope around  $M_{\star} \approx 10^{9.5} M_{\odot}$ : at lower masses, the MZsR slope does not show a significant evolution with  $z$ , while, at higher masses, the MZsR slope shows a strong increase with  $z$ . The analysis of the origin of such trends will be the subject of a future work.

## 4. Summary

We analysed the stellar mass-stellar metallicity relation (MZsR) of galaxies at four different redshifts using the

<sup>\*</sup>For the calculations, we adopt a solar metallicity value of  $Z_{\odot} = 0.02$

high-resolution Recal-L025N0752 EAGLE simulations. Galaxies were separated into two populations: the so-called LSF sample, including galaxies with lower sSFRs, and the so-called HSF, composed by systems with higher sSFR.

At  $z = 0$  and at a fixed mass, we found that galaxies with lower sSFRs tend to show higher stellar metallicities, lower SF gas fractions and older stellar populations, in agreement with the observed behaviour. In addition, we found that the MZsR evolves since  $z = 3$  in such a way that galaxies are less metal-enriched in the past. Consistently with observations, the evolution of the simulated MZsR is stronger for less massive galaxies.

*Acknowledgements:* We acknowledge Asociación Argentina de Astronomía for giving us the space to show our results. LJZ and MEDR acknowledge support from PIP 112-201501-00447 of CONICET and UNLP G151 of UNLP (Argentina). We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The eagle simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility ([www.dirac.ac.uk](http://www.dirac.ac.uk)). The equipment was funded by BEIS capital funding via STFC capital grants ST/P002293/1, ST/R002371/1 and ST/S002502/1, Durham University and STFC operations grant ST/R000832/1. DiRAC is part of the National e-Infrastructure.

## References

- Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937  
 De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354  
 De Rossi M.E., et al., 2018, BAA, 60, 121  
 Gallazzi A., et al., 2014, ApJ, 788, 72  
 Lara-López M.A., et al., 2010, A&A, 521, L53  
 Mannucci F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115  
 Peng Y., Maiolino R., Cochrane R., 2015, Nature, 521, 192  
 Peng Y.j., et al., 2010, ApJ, 721, 193  
 Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521  
 Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898  
 Trussler J., et al., 2020, MNRAS, 491, 5406





## Pares de galaxias en el S-PLUS DR2

M.C. Cerdosino<sup>1</sup>, M.A. Taverna<sup>2,3</sup>, F. Rodríguez<sup>2,3</sup>, A.L. O'Mill<sup>2,3</sup> & L. Sodr e Jr<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>3</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>4</sup> Departamento de Astronomia, Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Brasil

Contacto / candelacerdosino@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / En este trabajo presentamos detalles preliminares de la implementación y el testeo de la pureza y completitud de un algoritmo para la identificación de pares de galaxias aisladas en el Southern Photometric Local Universe Survey Data Release 2 (S-PLUS DR2). Para ello, utilizamos un catálogo de galaxias simulado que imita las características del S-PLUS. El objetivo final es el estudio de pares de galaxias aisladas y comprender su entorno y evolución.

**Abstract** / In this research work, we present preliminary details of the implementation and testing of the purity and completeness in the Southern Photometric Local Universe Survey Data Release 2 (S-PLUS DR2) of an isolated galaxy pairs identification algorithm. To this end, we use a simulated galaxy catalogue that imitates the characteristics of S-PLUS. The final goal is to study isolated galaxy pairs and understand their environment and evolution.

**Keywords** / galaxies: groups: general — galaxies: distances and redshifts — methods: numerical — surveys

### 1. Introducción

Como es sabido, en un escenario de formación jerárquica, el estudio de los pares de galaxias es de mucha utilidad, ya que puede proporcionar información relevante sobre las primeras etapas de la formación de los sistemas más masivos. Dadas las frecuentes interacciones que pueden ocurrir entre los miembros de los pares, provocando cambios significativos en las propiedades físicas (Toomre & Toomre 1972; Hernández-Toledo et al. 2005; Woods & Geller 2007; Ellison et al. 2010; Mesa et al. 2014; Patton et al. 2016), es muy importante y de mucho interés, el estudio de la evolución de los pares de galaxias. Otra relevancia en el estudio de estos sistemas es la estimación de masas y las relaciones masa-luminosidad de sus miembros como para comprobar la presencia de halos de materia oscura.

En la actualidad, es un desafío obtener una muestra confiable de pares de galaxias donde ambas pertenezcan al mismo halo, en especial, basándose en datos fotométricos. Por lo tanto, es importante aplicar pruebas precisas que aseguren la recuperación de los sistemas verdaderamente ligados, evitando pérdidas y contaminación.

En este trabajo desarrollamos y probamos un algoritmo para la identificación de pares de galaxias en el Southern Photometric Local Universe Survey Data Release 2 (S-PLUS DR2, Almeida-Fernandes et al. 2021). El método propuesto para la identificación es similar a los aplicados a surveys espectroscópicos, pero teniendo en cuenta las incertidumbres del redshift fotométrico. El mismo, se basa en la aplicación de un algoritmo de identificación, el cual considera la distancia proyectada entre las galaxias, la diferencia de velocidad entre ellas

y un criterio de aislamiento para restringir la muestra a sistemas aislados. Además, para corroborar el correcto funcionamiento del algoritmo, se construye un catálogo simulado donde consideramos las propiedades físicas del S-PLUS DR2 y validamos los parámetros seleccionados.

Este trabajo está organizado de la siguiente forma: En la Sección 2 presentamos el catálogo y los datos utilizados. En la Sección 3 describimos el algoritmo de identificación. En la Sección 4 mostramos la evaluación del algoritmo por medio de la construcción de un catálogo simulado. En la Sección 5 presentamos los resultados preliminares. Finalmente, en la Sección 6 presentamos nuestras conclusiones y trabajo a futuro. A lo largo de este trabajo, asumimos la cosmología estándar  $\Lambda$ CDM de Planck Collaboration et al. (2016).

### 2. Datos

El S-PLUS\* es un survey de imágenes que planea cubrir  $\sim 9300$  grados<sup>2</sup> del cielo del hemisferio sur en 12 filtros ópticos. En este trabajo usamos las observaciones de la región del STRIPE 82 (área rectangular dentro de las coordenadas  $0^\circ < RA < 60^\circ$ ,  $300^\circ < RA < 360^\circ$  y  $-1.4^\circ < DEC < +1.4^\circ$ ) realizadas con el sistema de 12 filtros ópticos del S-PLUS: 5 filtros banda ancha similares a los del Sloan Digital Sky Survey (SDSS, York et al. 2000):  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ , y 7 filtros de banda estrecha, que coinciden con las características del [OII], Ca H+K, H $\delta$ , G-band, triplete de Mgb, H $\alpha$  y triplete de Ca. Este sistema de filtros es ideal para una mejor estimación del redshift fotométrico de galaxias en el Universo cercano (Cenarro et al., 2019). En consecuencia, su uso permite

\*<http://www.splus.iag.usp.br>

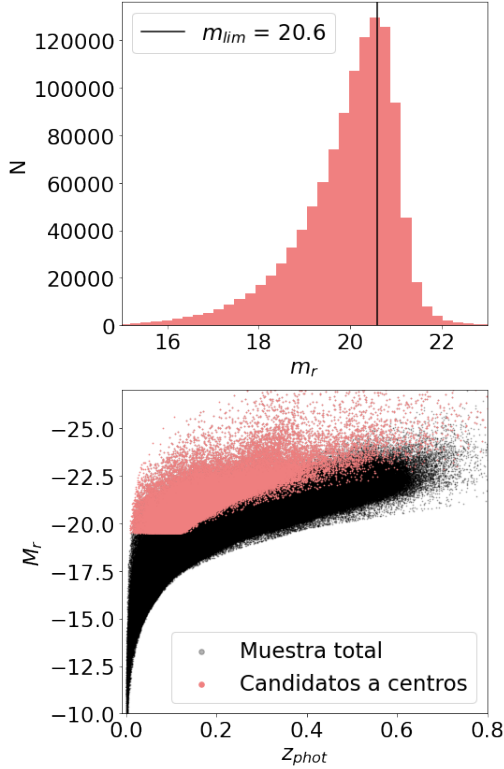


Figura 1: *Panel superior:* Distribución de magnitud aparente en la banda r para las galaxias del S-PLUS DR2. *Panel inferior:* Magnitud absoluta vs. redshift fotométrico para las galaxias del S-PLUS DR2.

desarrollar un método confiable y probado para identificar adecuadamente pares de galaxias y sus propiedades.

### 3. Algoritmo de identificación

El algoritmo con el que realizaremos la identificación de pares de galaxias, sigue un enfoque tradicional para la identificación de sistemas de galaxias utilizando una distancia proyectada máxima ( $r_p$ ) entre los miembros y una diferencia de velocidad límite ( $\Delta V$ ) calculada a partir del redshift fotométrico.

El catálogo de galaxias S-PLUS DR2, tiene una completitud en la magnitud en la banda r de  $m_{lim} \leq 20.6$ , como se puede ver en el panel superior de la Fig. 1 en línea continua.

En este trabajo, siguiendo el enfoque de Rodríguez et al. 2020, introducimos mejoras en la identificación: pedimos que el par tenga una galaxia más brillante (a la que llamamos "galaxia central") con una magnitud absoluta  $M_r < -19.5$  y una magnitud aparente menor que dos veces la magnitud límite del catálogo, es decir  $m_{gal} < m_{lim} - 2 = 18.6$  (donde  $m_{lim} = 20.6$ ). Además, establecemos una diferencia de magnitud aparente límite entre los miembros:  $\Delta m = 2$ . Esta última condición, nos asegura que estamos trabajando con pares de galaxias y no con una galaxia central y una satélite poco luminosa o enana. Finalmente, aplicamos también un criterio de aislamiento para asegurar que los pares no formen parte de un sistema más grande, pidiendo que

ninguna otra galaxia dentro de  $\Delta V$ , se ubique en el anillo entre  $r_p$  y  $3r_p$ . El valor que se asignará para  $\Delta V$  y  $r_p$  serán aquellos que impliquen una mayor pureza y completitud del algoritmo de identificación, los cuales serán analizados en la sección siguiente.

En el panel inferior de la Fig. 1, se muestra la magnitud absoluta en función de redshift fotométrico para el catálogo S-PLUS DR2, donde en color coral se pueden ver los candidatos a galaxias centrales de pares para nuestro algoritmo de identificación.

### 4. Evaluación del algoritmo

Como primer paso para corroborar el correcto funcionamiento del algoritmo y su implementación, utilizamos un catálogo simulado construido a partir de las propiedades del S-PLUS DR2, mencionadas anteriormente. Con este objetivo, utilizamos la simulación IllustrisTNG300-1 desarrollada por Nelson et al. (2019). La misma, es una simulación cosmológica magneto-hidrodinámica, caracterizada por un cubo de  $205 h^{-1}$  Mpc de lado, en el que se evolucionan  $2500^3$  partículas de materia oscura de  $4.0 \times 10^7 h^{-1} M_\odot$  y  $2500^3$  de gas de masa  $7.6 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ .

Para construir nuestro catálogo sintético, a partir del cubo simulado a redshift  $z = 0$ , primero colocamos al observador en una esquina del cubo, y considerando su periodicidad, el volumen del catálogo S-PLUS se consigue agregando el volumen TNG300 repetidamente. A partir de la información en el espacio 3D calculamos las coordenadas  $(\alpha, \delta)$ , el redshift espectroscópico ( $z_s$ ) y la magnitud aparente. El redshift fotométrico ( $z_{ph}$ ) de cada galaxia fue calculado como una distorsión al redshift espectroscópico:  $z_{ph} = z_s + err$ , donde  $err$  es un valor seleccionado a partir de una distribución gaussiana centrada en cero y con una varianza que se corresponde con el error esperado del S-PLUS  $\sim 0.001$ .

Luego, siguiendo el procedimiento descrito en la Sec. 3, aplicamos el identificador al catálogo simulado. Con el objetivo de seleccionar la mejor combinación de parámetros que permitan una correcta y segura identificación final de nuestra muestra de pares de galaxias en el S-PLUS, se realizaron diferentes identificaciones, variando  $r_p$  y  $\Delta V$ . Se analizaron 3 muestras con diferentes distancias proyectadas entre la galaxia central y su compañera ( $r_p = 100, 150$  y  $200$  kpc) y se varió, para cada muestra, la diferencia de velocidades entre ellas en un rango de  $\Delta V$  de  $500 \text{ km s}^{-1}$  a  $2600 \text{ km s}^{-1}$ .

### 5. Resultados preliminares

En una primera etapa, analizamos la pureza individual de cada sistema. Para ello, buscamos cuáles de nuestros pares identificados en el catálogo simulado poseen miembros que pertenecen al mismo halo. De esta manera, tenemos la certeza de que los sistemas fueron identificados correctamente. Para todos los casos se encontró una pureza individual del 90%.

Otro factor a tener en cuenta es la completitud (C) de los sistemas, es decir, el porcentaje de pares verdaderos que fueron identificados con el algoritmo observacional. Para ello definimos la completitud de la muestra

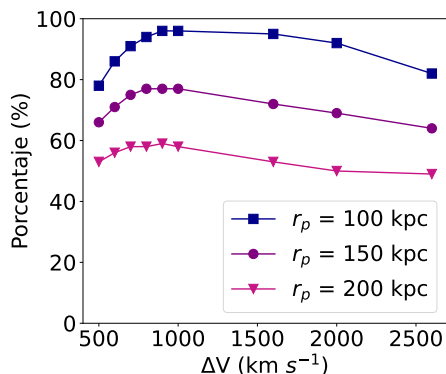


Figura 2: Completitud del algoritmo en función de las velocidades para diferentes  $r_p$  y  $\Delta V$ .

observacional de la siguiente manera:  $C = N_r/N_{true}$ , donde  $N_r$  es el número de pares identificados por el algoritmo y que también son pares verdaderos, y  $N_{true}$  es el número de pares verdaderos.

En la Fig. 2 se muestran los resultados de la completitud para las diferentes muestras obtenidas a partir de los diferentes valores de  $r_p$  y  $\Delta V$  que analizamos. Se puede ver que identificando pares con una distancia proyectada entre sus galaxias de  $r_p = 100$  kpc obtenemos los mayores valores de completitud, alcanzando el máximo de 96% para  $\Delta V = 900$  y  $1000$   $\text{km s}^{-1}$ . Este valor de  $r_p$  es sugerido por Lambas et al. (2003) como una distancia proyectada adecuada para la identificación de pares de galaxias en el 2dF (Colless et al., 2001).

A modo de ejemplo, corrimos el código en el S-PLUS DR2 con los parámetros seleccionados del análisis de la Fig. 2. Obtuvimos un total de 1178 pares y, utilizando las coordenadas de los mismos, buscamos las imágenes en el SDSS-DR16. En la Fig. 3, se muestra un ejemplo de un par de galaxias obtenido, donde a la izquierda se ve su imagen extraída del catálogo SDSS-DR16 y a la derecha del S-PLUS DR2. Para el SDSS-DR16 sólo la galaxia central cuenta con información de redshift espectroscópico ( $z_{spec,SDSS} = 0.214$ ) mientras que muestra un  $z_{phot,SDSS} = 0.229$ , y su compañera  $z_{phot,SDSS} = 0.1784$ . Para los datos del S-PLUS DR2, la galaxia central tiene un  $z_{phot,SPLUS} = 0.209$  y la compañera  $z_{phot,SPLUS} = 0.206$ . La imagen del S-PLUS fue obtenida de la pagina del S-PLUS con 12 filtros y 100 pixel/radio.

## 6. Conclusiones y trabajo a futuro

Del análisis del gráfico de la completitud en función de  $\Delta V$  y  $r_p$  notamos que para los parámetros  $r_p = 100$  kpc y  $\Delta V = 900 - 1000$   $\text{km s}^{-1}$  obtenemos una completitud mayor, es decir, identificando los pares observacionales con estos parámetros recuperamos la mayor cantidad de pares de galaxias verdaderos. El valor de  $r_p = 100$  kpc

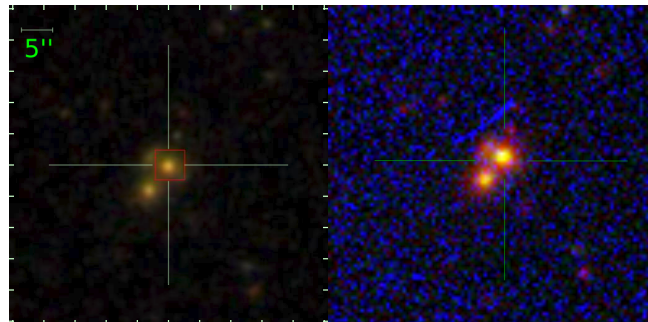


Figura 3: Ejemplo de un par de galaxias encontrado al aplicar el algoritmo con  $r_p = 100$  kpc y  $\Delta V = 1000$   $\text{km s}^{-1}$ . Panel izquierdo: imagen extraída del SDSS DR16 ( $z_{spec,SDSS} = 0.214$ ). Panel derecho: extraída del S-PLUS DR2 ( $z_{phot,SPLUS} = 0.209$ ).

es sugerido como un buen límite en la identificación de pares de galaxias en el trabajo de Lambas et al. (2003). Sin embargo, estos autores trabajan con pares de galaxias en el Universo local, puramente espectroscópicos y en interacción. Trabajos más recientes, en catálogos puramente fotométricos, como Rodríguez et al. 2020, sugieren distancias proyectadas y diferencias de velocidad mayores. No obstante, estos parámetros son similares a los utilizados por Díaz-Giménez et al. (2018, 2020) para grupos compactos. Si bien estos pares, no son grupos compactos, la similitud puede deberse a la selección de candidatos a galaxias centrales.

Como siguiente paso, debemos analizar la contaminación que tenemos en nuestros pares y la pureza del algoritmo. Una vez finalizada esta etapa comenzaremos la identificación en el S-PLUS y SDSS.

*Agradecimientos:* El trabajo se realizó en el marco de una “Beca Estímulo a las Vocaciones Científicas” del CIN.

## Referencias

- Almeida-Fernandes F., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2104.00020  
 Cenarro A.J., et al., 2019, A&A, 622, A176  
 Colless M., et al., 2001, MNRAS, 328, 1039–1063  
 Díaz-Giménez E., Zandivarez A., Taverna A., 2018, A&A, 618, A157  
 Díaz-Giménez E., et al., 2020, MNRAS, 492, 2588  
 Ellison S.L., et al., 2010, MNRAS, 407, 1514  
 Hernández-Toledo H.M., et al., 2005, AJ, 129, 682  
 Lambas D.G., et al., 2003, MNRAS, 346, 1189  
 Mesa V., et al., 2014, MNRAS, 438, 1784  
 Nelson D., et al., 2019, Comput. Astrophys. Cosmol, 6, 2  
 Patton D.R., et al., 2016, MNRAS, 461, 2589  
 Planck Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A13  
 Rodríguez F., et al., 2020, A&A, 634, A123  
 Toomre A., Toomre J., 1972, ApJ, 178, 623  
 Woods D.F., Geller M.J., 2007, AJ, 134, 527  
 York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579



# Autofuerzas sobre partículas escalares en espacio-tiempos de cuerdas cósmicas

M.C. Tomasini<sup>1</sup>, E. Rubín de Celis<sup>1,2</sup> & C.M. Simeone<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

<sup>2</sup> *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

*Contacto* / ctomasini@df.uba.ar

**Resumen** / En este trabajo se analiza la autofuerza sobre partículas asociadas con campos escalares en el espacio-tiempo de cuerdas cósmicas. El estudio de los fenómenos que afectan a partículas escalares es de interés en cosmología ya que varios modelos suponen que en sus orígenes el Universo sufrió un proceso de expansión acelerada. En estos modelos la energía que impulsa la expansión surge de ciertas transiciones de fase que involucran partículas de spin cero, clásicamente representadas por campos escalares. En estas etapas iniciales podrían haberse generado defectos lineales denominados cuerdas cósmicas las cuales son posibles semillas para la formación de estructuras. El espacio tiempo alrededor de una cuerda cósmica de la clase más sencilla adoptaría una geometría cónica. En el presente análisis veremos que aún si la cuerda y las partículas de su entorno se encuentran en reposo relativo las cargas podrían experimentar una autofuerza como resultado de las modificaciones que una geometría de fondo que no es globalmente plana induce sobre el campo de las cargas. Las geometrías de fondo se construyen matemáticamente pegando dos subvariedades cónicas mediante el formalismo de thin-shells. Como desarrollo ulterior a lo estudiado en trabajos previos, analizaremos la relación entre cotas teóricas sobre los valores de los parámetros que se deducen a nivel de la acción y las restricciones que surgen de la condición de no divergencia de los coeficientes del desarrollo del campo escalar.

**Abstract** / In this work the self-force on particles associated with scalar fields in the spacetime of cosmic strings is analyzed. The study of the phenomena that affect scalar particles is of interest in cosmology since various models assume that in their origins the Universe underwent a process of accelerated expansion. In these models the energy that drives inflation arises from certain phase transitions that involve zero spin particles, which are classically represented by scalar fields. In these initial stages, linear defects called cosmic strings, which are possible seeds for the formation of structures, could have been generated. The spacetime around a cosmic string of the simplest class would adopt a conical geometry. In the present analysis we will see that even if the string and the particles in its environment are at relative rest, the charges could experience a self-force as a result of the modifications that a background geometry that is not globally flat induces on the charge field. The background geometries are mathematically constructed by pasting two conical submanifolds using the thin-shells formalism. Besides, as a further development beyond that studied in previous works, we will carry out an analysis of the relation between theoretical bounds on the values of the parameters obtained at the level of the action, and specific restrictions coming from the condition of no divergence of the coefficients of the scalar field expansion.

*Keywords* / early universe — large-scale structure of universe

## 1. Introducción

En este trabajo se analiza la autofuerza sobre partículas asociadas con campos escalares en espacio-tiempos localmente idénticos a los que se relacionan con cuerdas cósmicas locales o “de gauge”; más precisamente, se estudia la autofuerza en espacio-tiempos con simetría axial compuestos por distintas regiones cónicas separadas por capas delgadas de materia normal o exótica (Tomasini et al., 2018), (Tomasini et al., 2019). El estudio de los fenómenos que afectan a partículas escalares es de interés en cosmología ya que varios modelos suponen que en sus orígenes el Universo sufrió un proceso de expansión acelerada o inflación. En estos modelos la energía que impulsa la inflación surge de ciertas transiciones de fase que involucran partículas de spin cero, las cuales se encuentran clásicamente representadas por campos escalares. En las etapas iniciales de expansión y

enfriamiento del Universo podrían haberse generado defectos lineales denominados cuerdas cósmicas las cuales serían posibles semillas para la formación de estructuras. El espacio-tiempo alrededor de una cuerda cósmica de la clase más sencilla adoptaría una geometría cónica y estaría caracterizado por el siguiente elemento de línea:

$$ds^2 = -dt^2 + dr^2 + \rho^2(r)d\phi^2 + dz^2$$

donde  $0 < r < \infty$ ,  $-\infty < z < \infty$  y  $0 < \phi < 2\pi$ . La función perfil es  $\rho(r) = \omega r$  y el parámetro  $0 < \omega \leq 1$  define el defecto de ángulo  $\delta = 2\pi(1 - \omega)$  que es la diferencia entre el valor de la circunferencia en un espacio-tiempo plano y su valor en un espacio-tiempo cónico. Debido a que la geometría asociada al espacio-tiempo de una cuerda de este tipo presenta defecto de ángulo, se introducen modificaciones sobre el campo asociado a las cargas. Como resultado, aún si la cuerda y las partículas en su entorno se encuentran en reposo relativo las

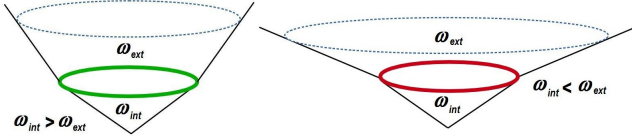


Figura 1: Geometrías construidas mediante el formalismo de thin-shells a partir de variedades cónicas asociadas con cuerdas cósmicas de gauge. A la izquierda las geometrías cónicas se unen en una cáscara de materia ordinaria y a la derecha, en una cáscara de materia exótica.

cargas podrían experimentar una autofuerza (Poisson et al., 2011). La ecuación de campo para una partícula acoplada a un campo escalar estático en esta métrica es

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho(r) \frac{\partial}{\partial r} \right] - \rho(r) \left[ \left( \frac{n}{\rho(r)} \right)^2 + \eta^2 \right] \right\} \chi_n(k, r) = -\delta(r - r') + \rho(r) \xi R(r) \chi_n(\eta, r)$$

donde  $r'$  es la posición de la partícula cuya carga  $q$  es fuente del campo escalar  $\Phi$ ,  $\chi_n(\eta, r)$  es la parte radial de la solución para el modo  $n$  y el autovalor  $k$ ,  $\eta = \sqrt{k^2 + m^2}$ ,  $m$  es la masa de la partícula,  $\rho(r)$  es la función perfil,  $R$  es el escalar de curvatura y  $\xi$  es la constante de acoplamiento entre el campo escalar y la curvatura del espacio-tiempo.

En el presente análisis consideramos la autofuerza sobre partículas escalares en geometrías que se construyen matemáticamente pegando dos sub-variedades cónicas, una interior y otra exterior, mediante el formalismo de thin-shells (Israel, 1966). Las geometrías resultantes comprenden dos regiones separadas por cáscaras muy delgadas cuya naturaleza dependerá del defecto de ángulo de las subregiones que se ensamblan: si  $\omega_{int} > \omega_{ext}$  la cáscara estará formada por materia ordinaria mientras que si  $\omega_{ext} > \omega_{int}$  se tratará de una cáscara de materia exótica (figura 1).

## 2. Análisis de la autofuerza

En las figuras 2 y 3 se resumen algunos de los principales resultados del análisis realizado. Las distancias están adimensionalizadas como  $r/r_i$  de modo que la cáscara que separa a las dos sub-variedades se ubica en  $r/r_i = 1$ . Los gráficos a la izquierda corresponden a un campo escalar sin masa y a la derecha, a un campo escalar masivo. En la figura 2 se ha graficado la autofuerza en un espacio-tiempo formado por una sub-variedad interior minkowskiana con  $\omega_{int} = 1$  y una sub-variedad exterior cónica con  $\omega_{ext} = 0, 9$ , separadas por una cáscara de materia ordinaria. La autofuerza se anula cuando  $r \rightarrow 0$  debido a la simetría de la geometría. En las proximidades de la cáscara la autofuerza es siempre divergente. Para  $\xi < 1/4$  la autofuerza tiende a aproximar la partícula hacia la cáscara mientras que si  $\xi > 1/4$  tiende a alejarla. Cuando  $\xi > 1/4$  la intensidad de la autofuerza aumenta con valores crecientes de la constante de acoplamiento. En el caso del campo escalar masivo la intensidad de

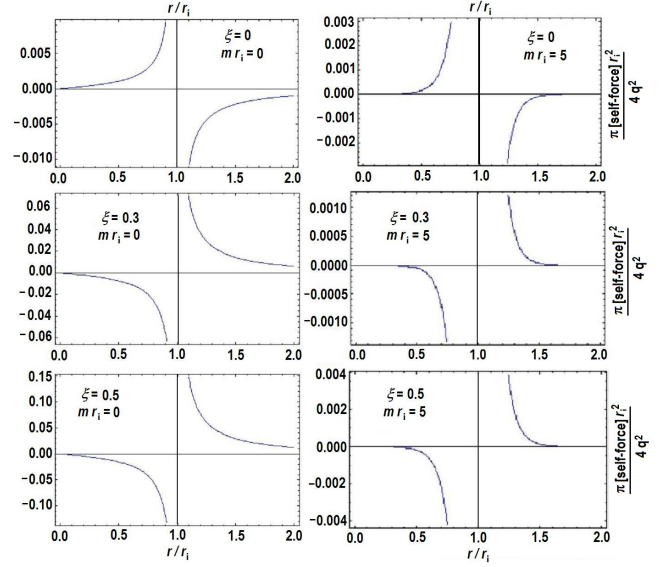


Figura 2: Gráficos de autofuerza en un espacio tiempo formado por una sub-variedad interior con  $\omega_{int} = 1$  y una sub-variedad exterior  $\omega_{ext} = 0, 9$ , separadas por una cáscara de materia ordinaria. Los gráficos a la izquierda corresponden a un campo escalar sin masa y a la derecha a un campo escalar masivo.

la fuerza se ve atenuada en un factor  $e^{-mr}/r$ . Si bien el gráfico muestra una única combinación de geometrías interiores y exteriores, la dependencia de la autofuerza con el factor  $e^{-mr}/r$  se verifica independientemente de la geometría (Tomasini et al., 2018).

En la figura 3 se ha graficado la autofuerza para un campo escalar en un espacio tiempo formado por una sub-variedad interior cónica con  $\omega_{int} = 0.9$  y una sub-variedad exterior minkowskiana con  $\omega_{ext} = 1$ , separadas por una cáscara de materia exótica. En la sub-variedad interior la autofuerza tiende a llevar la partícula hacia la singularidad ubicada en  $r = 0$ . Del mismo modo que en el caso de la figura 2, el signo de la autofuerza se invierte en  $\xi = 1/4$  haciéndose divergente en el entorno de la cáscara y atenuándose en un factor  $e^{-mr}/r$  cuando aumenta el valor de la masa (Tomasini et al., 2019).

## 3. Divergencias y cotas sobre los parámetros

La ecuación de campo que resulta de variar la acción de un campo escalar de masa  $M$  en el espacio-tiempo plano es

$$\{\square - M^2\}\Phi = -4\pi\mu(x)$$

donde  $\square$  denota el operador de D'Alembert y  $\mu$  es la densidad de la carga. Sólo es dable considerar  $M^2 \geq 0$  para evitar una masa imaginaria. El caso que nos interesa aquí es el de un campo escalar con masa  $m$  en un espacio-tiempo curvo. Aplicando el principio variacional sobre la correspondiente acción se obtiene la ecuación de campo

$$\{\square - \xi R - m^2\}\Phi = -4\pi\mu(x)$$

donde  $\square$  es la expresión del operador de D'Alembert asociado con la métrica  $g_{\mu\nu}$  que describe la geometría

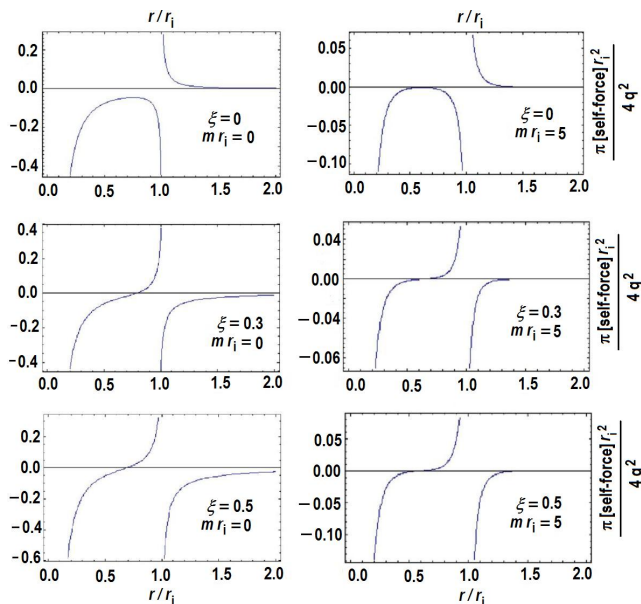


Figura 3: Gráficos de autofuerza en un espacio tiempo formado por una subvariedad interior con  $\omega_{int} = 0.9$  y una subvariedad exterior  $\omega_{ext} = 1$ , separadas por una cáscara de materia exótica. Los gráficos a la izquierda corresponden a un campo escalar sin masa y a la derecha a un campo escalar masivo.

de fondo,  $R$  es la correspondiente curvatura escalar,  $\xi$  es la constante de acoplamiento entre la curvatura y el campo  $\Phi$  y  $\mu$  tiene el mismo significado de más arriba. La analogía formal con las ecuaciones del campo en el espacio-tiempo plano nos permitiría afirmar que el problema tiene sentido si se cumple la condición  $\xi R + m^2 \geq 0$ . En el caso de un campo escalar no masivo la condición anterior se reduce a  $\xi R \geq 0$ . La relación general entre el escalar de curvatura y el tensor de energía-impulso es  $R = -8\pi T$ . Convencionalmente para la materia ordinaria es  $T \leq 0$  de modo que  $R$  es positivo. En ese caso estamos a salvo de inconsistencias si la constante de acoplamiento cumple  $\xi > 0$ . Si admitimos la posibilidad de materia exótica entonces  $T > 0$  y se evitan problemas si se cumple  $\xi < 0$ . Análogamente, para el campo escalar masivo el planteo del problema no tiene patologías si se cumple  $\xi \geq m^2/R$  para fuentes de materia ordinaria y  $\xi \leq m^2/R$  ( $R < 0$ ) para fuentes de materia exótica. En variedades asociadas con cáscaras de materia el escalar de curvatura viene dado por  $R = -2\kappa\delta(\sigma)$  donde  $\sigma$  es la coordenada normal a la superficie, definida de forma tal que la misma se sitúa en  $\sigma = 0$ , y  $\kappa$  es la traza en el salto del tensor de curvatura extrínseca sobre la cáscara que es negativa para cáscaras de materia ordinaria y positiva para cáscaras de materia exótica. En este caso las condiciones que aseguran la consistencia del planteo se traducen en las correspondientes relaciones entre  $\xi$  y  $\kappa$  a un lado y otro de las cáscaras. En general  $R$  tomará valores diferentes en cada punto del espacio, y podrá ser tanto positivo como negativo o nulo. Por lo tanto, las relaciones entre  $\xi$  y  $\kappa$  serán mucho menos sencillas que las expuestas arriba. En los casos en que  $R$  tenga globalmente un único signo, las relaciones generales encontradas antes consti-

tuyen cotas de seguridad. Cuando, en cambio, se tiene un  $R$  que no es globalmente único las relaciones son más complejas: si la cáscara que separa las dos regiones está formada por materia ordinaria se tiene una cota inferior para  $\xi$  mientras que si la cáscara está compuesta por materia exótica se tiene una cota superior. En la práctica, estas condiciones aparecen como restricciones que emergen para evitar divergencias en los coeficientes de los desarrollos en serie del campo. Estas cotas resultan menos restrictivas que las enunciadas antes ya que los ejemplos estudiados involucran varias regiones y, por lo tanto, varios signos para el escalar de curvatura. Los resultados específicos pueden resumirse así:

- Se encontraron valores críticos  $\xi_c^n$  de la constante de acoplamiento para los cuales el  $n$ -ésimo modo del desarrollo presenta una divergencia.
- El acoplamiento crítico  $\xi_c^0$  determina en general el borde de la región de estabilidad:  $\xi > \xi_c^0$  es un rango estable para configuraciones con  $\kappa < 0$ , mientras que aquellas con  $\xi < \xi_c^0$  son estables si  $\kappa > 0$ .
- Una región de estabilidad se agranda al incrementar el producto entre la masa del campo y el radio de la cáscara:  $\xi_c^n \sim m/\kappa$  para  $m r_i \gg 1$ .
- El rango de estabilidad se reduce si la masa del campo escalar es pequeña en comparación con la recíproca del radio de la cáscara; el dominio “seguro” toma valores positivos de  $\xi$  si  $\kappa < 0$ , o valores negativos si  $\kappa > 0$ .

## 4. Conclusiones

Hemos analizado la autofuerza sobre campos escalares masivos y no masivos en espacio-tiempos cónicos con simetría cilíndrica. La geometría se ha construido matemáticamente mediante el formalismo de thin-shells. En virtud de la acción que la geometría ejerce sobre el campo de las partículas, en una variedad cónica siempre aparece una autofuerza cuyas características dependen del defecto de ángulo de las sub-variedades involucradas, del valor que adopta la constante de acoplamiento y de la masa de las partículas. El signo de la autofuerza se invierte para el valor  $\xi = 1/4$  de la constante de acoplamiento. Independientemente de la geometría, para el campo escalar masivo la autofuerza se ve atenuada en un factor  $e^{-mr}/r$ . Por otro lado, hemos analizado las restricciones sobre los parámetros que surgen a nivel de la acción y de la condición de no divergencia de los coeficientes del desarrollo del campo. Hemos visto que los últimos imponen condiciones menos restrictivas que las que podrían deducirse de la consistencia del planteo general, y que la razón se asocia con la existencia de diferentes regiones en las geometrías de fondo.

## Referencias

- Israel W., 1966, Nuovo Cimento B, 44, 1  
Poisson M., Pound A., Vega I., 2011, Living Rev. Relativity, 79, 206  
Tomasini M.C., Rubín de Celis E., Simeone C.M., 2018, EPJC, 78, 149  
Tomasini M.C., Rubín de Celis E., Simeone C.M., 2019, EPJC, 79, 206



# Evolución químico-dinámica de galaxias masivas en contexto cosmológico

R. Santamaria<sup>1,2</sup>, M.E. De Rossi<sup>1,2</sup> & L. Zenocratti<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

<sup>3</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>4</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / rami.santamaria92@gmail.com

**Resumen** / En este trabajo, analizamos la Relación Masa-Metalicidad de galaxias con el conjunto de simulaciones EAGLE, focalizándonos en galaxias de masa estelar mayor a  $10^{10} M_{\odot}$ . Nuestros resultados muestran que, a masa fija, la metalicidad del gas tiende a decrecer con la fracción de gas de la galaxia, especialmente para los sistemas menos masivos. A su vez, encontramos que las galaxias más masivas y con agujeros negros super-masivos más dominantes, presentan, en su mayoría, metalicidades menores que la media para galaxias de masa similar. El ambiente en el que se encuentran las galaxias parece también jugar un rol importante en su enriquecimiento químico. Respecto de la evolución media de la MZR, las simulaciones predicen un crecimiento significativo en su normalización ( $\approx 0.4$  dex) desde el corrimiento al rojo  $z = 3$  hasta  $z = 0$ .

**Abstract** / In this work, we analyze the galaxy Mass-Metallicity Relation with the EAGLE simulations set, focusing on galaxies with stellar masses higher than  $10^{10} M_{\odot}$ . Our results show that, at fixed mass, gas-phase metallicity tends to decrease with the galaxy gas fraction, specially for lower mass systems. In turn, we find that the most massive galaxies with the most dominant supermassive black-holes, generally, present lower metallicities than the average for galaxies of similar mass. The environment where galaxies are located also seems to play an important role on their chemical enrichment. Regarding the mean evolution of the MZR, the simulations predict a significant increase in its normalization ( $\approx 0.4$  dex) since redshift  $z = 3$  to  $z = 0$ .

**Keywords** / galaxies: formation — galaxies: evolution — galaxies: abundances — galaxies: star formation — cosmology: theory

## 1. Introducción

En las últimas décadas, ha habido un creciente interés en el estudio de la correlación entre la masa estelar ( $M_{\star}$ ) y la metalicidad del gas (O/H) de las galaxias (MZR, por sus siglas en inglés; e.g., Tremonti et al. 2004). En particular, se ha encontrado que esta relación de escala no sólo está presente en el Universo Local sino que parece evolucionar con el corrimiento al rojo ( $z$ ), en el sentido de que, a una masa dada, las galaxias presentan menores metalicidades en el pasado (e.g. Troncoso et al. 2014). En especial, el origen de la dispersión de la MZR es parte de un intenso debate en la literatura actual. Se ha sugerido, por ejemplo, que tal dispersión podría estar relacionada al hecho de que la MZR es sólo la proyección en dos dimensiones de una relación más fundamental (FMR, por sus siglas en inglés) entre  $M_{\star}$ , O/H y la tasa de formación estelar (SFR, por sus siglas en inglés; e.g. Lara-López et al. 2010; Mannucci et al. 2010) de las galaxias. Asimismo, se ha propuesto que la FMR sería el resultado de una relación todavía más fundamental entre  $M_{\star}$ , O/H y la fracción del gas ( $F_{\text{gas}}$ ; e.g. Bothwell et al. 2013; Lara-López et al. 2013) de estos sistemas. No obstante, si bien las relaciones antes mencionadas han sido ampliamente estudiadas, aún no hay consenso acerca de la forma, evolución y origen de ninguna de ellas.

Esto último se debe, principalmente, a la dificultad para comparar los resultados derivados de diferentes estudios observacionales, los cuales son afectados por efectos de selección y las diversas técnicas utilizadas para estimar metalicidades y masas.

En este trabajo, presentamos resultados respecto de las correlaciones mencionadas más arriba, obtenidos con el set de simulaciones cosmológicas “Evolution and Assembly of Galaxies and their Environment” (EAGLE; Schaye et al. 2015). Según estudios previos (e.g. De Rossi et al., 2017; Zenocratti et al., 2020), dichas simulaciones han demostrado ser útiles para estudiar el origen de la MZR y FMR, prediciendo relaciones que siguen las tendencias observadas en un amplio rango de masas. En este artículo, extendemos tales estudios haciendo un análisis más exhaustivo de la MZR para la población de galaxias masivas y discutimos sobre el origen de su enriquecimiento químico.

## 2. Simulaciones

Las simulaciones EAGLE son un conjunto de simulaciones numéricas hidrodinámicas, corridas adoptando una cosmología  $\Lambda$ CDM. Estas simulaciones incluyen diferentes procesos físicos relevantes para estudiar la evolución de galaxias, como enfriamiento radiativo, formación es-

telar, enriquecimiento químico y *feedback* de supernovas y núcleos activos de galaxias (AGNs, por sus siglas en inglés), entre otros. En este trabajo, presentamos resultados obtenidos con la simulación Ref-L0100N1504, correspondiente a una caja cúbica de 100 cMpc de lado y con una resolución en masa inicial de  $1.81 \times 10^6 M_\odot$  y  $9.7 \times 10^6 M_\odot$ , para los bariones y la materia oscura, respectivamente. La identificación de galaxias en las simulaciones fue realizada aplicando la conocida técnica Friends-of-Friends (FoF, Davis et al., 1985), combinada con el algoritmo SUBFIND (Springel, 2005; Dolag et al., 2009).

En este trabajo, nos concentramos, particularmente, en el estudio de la muestra de galaxias más masivas de la simulación ( $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$ ), teniendo en cuenta, para este análisis preliminar, el total de galaxias seleccionadas. En una segunda instancia, planeamos estudiar por separado sistemas satélites y centrales con el fin de explorar en mayor detalle los efectos del medio ambiente sobre los resultados obtenidos. Para cuantificar la metalicidad del gas de las galaxias de una forma más consistente con trabajos observacionales, seguimos a De Rossi et al. (2017) y estimamos la abundancia de oxígeno (O/H) considerando sólo la componente gaseosa en condiciones de formar estrellas (definida por las partículas de gas con  $\dot{m}_\star > 0$ , en la ecuación 1 de Schaye et al., 2015). Es importante aclarar que, para esta primera etapa del trabajo, hemos considerado las componentes gaseosas y estelares globales asociadas a cada subhalo indentificado por SUBFIND.

### 3. Caracterización de la MZR a $z = 0$

#### 3.1. Dependencia de la MZR con la masa virial

En la Fig 1, graficamos la MZR simulada a  $z = 0$  y estudiamos su dependencia con las masas viriales asociadas a los grupos FoF ( $M_{200}^\star$ ) donde residen las galaxias (centrales y satélites) que pueblan el plano  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) - M_\star$ . Se ve que, para  $M_\star \lesssim 10^{10.7} M_\odot$  fijo, las galaxias con  $M_{200} \gtrsim 10^{13} M_\odot$  (grupos y cúmulos) se encuentran más enriquecidas químicamente. Por otro lado, para  $M_\star \gtrsim 10^{10.7} M_\odot$ , se aprecia que  $M_{200}$  se incrementa para valores de  $M_\star$  mayores, con las galaxias de mayor  $M_\star$ , habitando los grupos FoF más masivos. La dependencia de la ubicación de las galaxias en el plano MZR con  $M_{200}$  indica que el entorno en el que éstas habitan influye en la determinación de la MZR para  $M_\star \gtrsim 10^{10} M_\odot$ . Las implicancias de estos resultados preliminares se abordarán en más detalle en un futuro trabajo, en el que se estudiarán galaxias centrales y satélites de forma separada.

\*Para un dado grupo FoF, definimos  $M_{200}$  como la masa contenida dentro de una esfera de radio  $R_{200}$  y centrada en la partícula de materia oscura de mínimo potencial gravitatorio dentro del grupo, siendo  $R_{200}$  el radio dentro del cual la densidad interna promedio es 200 veces la densidad crítica del Universo ( $3H^2/8\pi G$ ).

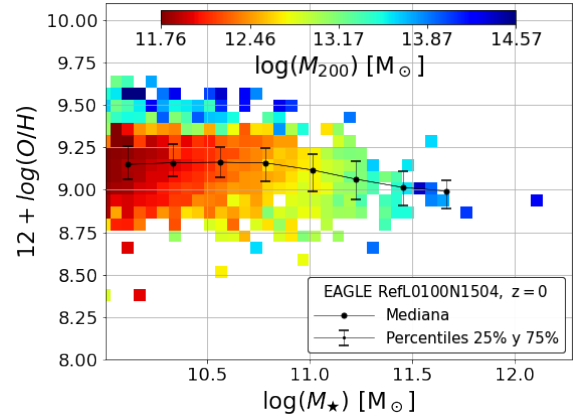


Figura 1: Relación MZR mediana (curva negra) junto con los correspondiente percentiles 25% y 75% (barras de error). Se muestra, también, un mapa de colores indicando la mediana de  $M_{200}$  para diferentes bins rectangulares sobre el plano.

#### 3.2. Residuos de la MZR mediana

Con el fin de cuantificar la dispersión de la MZR, para cada galaxia  $i$ , calculamos su residuo respecto de la MZR mediana mediante la siguiente expresión:

$$\text{Residuo}(i) = (\text{O}/\text{H})_i - \langle \text{O}/\text{H} \rangle (M_{\star,i}), \quad (1)$$

donde  $(\text{O}/\text{H})_i$  denota la metalicidad de la galaxia  $i$  y  $\langle \text{O}/\text{H} \rangle (M_{\star,i})$  indica el valor de la MZR mediana para  $M_\star = M_{\star,i}$ .

En la Fig 2, analizamos el comportamiento de los residuos en función de la fracción de gas ( $F_{\text{gas}}^{**}$ ) y del cociente entre la masa del agujero negro supermasivo central y  $M_\star$  ( $M_{\text{BH}}/M_\star$ ) de las galaxias. En el panel de la izquierda, vemos que, para valores bajos de  $F_{\text{gas}}$ , la dispersión es significativa, con los sistemas más (menos) masivos mostrando en promedio residuos negativos (positivos). Por otro lado, para los sistemas menos masivos, se ve que, según aumenta  $F_{\text{gas}}$ , los residuos decrecen sistemáticamente, volviéndose negativos para las galaxias más ricas en gas. Estos resultados sugieren que la dispersión de la MZR en las galaxias de menor masa estaría relacionada con los distintos porcentajes de gas de estos sistemas. En el panel de la derecha, se aprecia que las galaxias con  $M_{\text{BH}}/M_\star$  mayores tienden a mostrar, en promedio, mayores  $M_\star$  y residuos negativos. Las tendencias detectadas para estas últimas galaxias son consistentes con una fuerte influencia del *feedback* de AGNs en las mismas, el cual genera un decrecimiento en metalicidad al frenar la formación estelar y promover la eyección de metales fuera de las galaxias (ver, por ejemplo, De Rossi et al., 2017).

### 4. Evolución con el corrimiento al rojo

En la Fig 3, mostramos la MZR para  $z = 0, 1, 2$  y  $3$ . Se ve que la normalización de la MZR decrece significativamente ( $\approx 0.4$  dex entre  $z = 0$  y  $3$ ) hacia corrimientos al rojo más altos, en consistencia con la tendencia

\*\* $F_{\text{gas}} = M_{\text{SF}} / (M_{\text{SF}} + M_\star)$ , dónde  $M_{\text{SF}}$  es la masa de gas en condiciones de formar estrellas



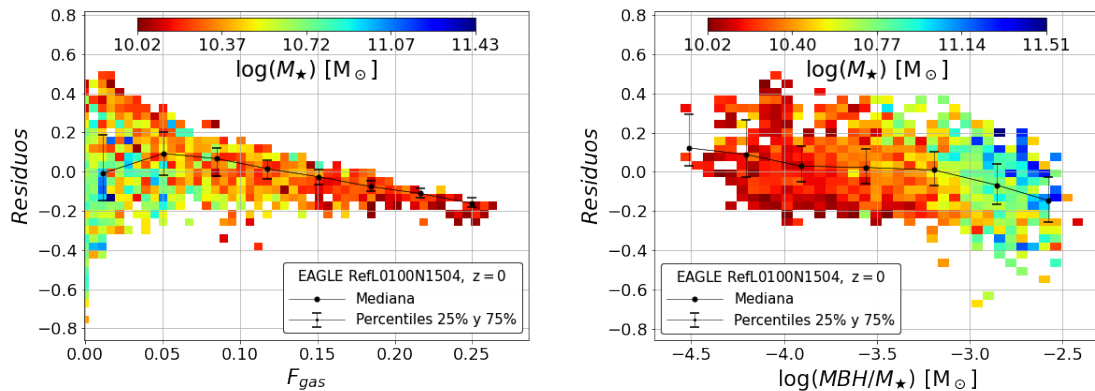


Figura 2: Residuos de la metalicidad individual de cada galaxia respecto de la MZR mediana. Se muestra la mediana (curva negra) de los residuos en función de  $F_{\text{gas}}$  (panel izquierdo) y  $M_{\text{BH}}/M_{\star}$  (panel derecho). Las barras de error corresponden a los percentiles 25% y 75%. Se presenta, también, un mapa de colores de las relaciones graficadas según los valores medianos de  $M_{\star}$  en bins rectangulares sobre el plano.

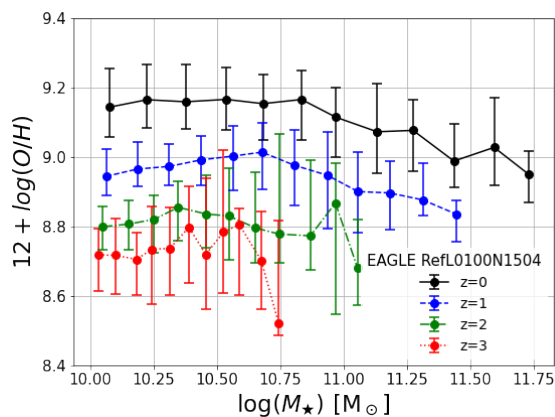


Figura 3: Evolución de la MZR mediana con el corrimiento al rojo,  $z$ . Las barras de error denotan los percentiles 25% y 75%.

observada. Es interesante notar que, si bien la MZR simulada muestra una pendiente aplanada a todo  $z$ , ésta tiende a volverse negativa hacia el extremo de galaxias más masivas. Este último comportamiento se opone a la correlación entre masa y metalicidad que muestran las galaxias con  $M_{\star} < 10^{10} M_{\odot}$ , tanto en observaciones como en estas simulaciones (e.g. Zenocratti et al., 2020). Como se mencionó anteriormente, el impacto de los AGNs en las galaxias más masivas podría ser el responsable de generar tales tendencias y el análisis de este comportamiento es parte de un estudio en desarrollo.

## 5. Conclusiones

Analizamos la Relación Masa-Metalicidad (MZR) para galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  en las simulaciones EAGLE de resolución intermedia y mayor volumen. En el caso de las galaxias de menor masa, su dispersión en metalicidad, a  $M_{\star}$  fija, parece depender de la fracción de gas en condiciones de formar estrellas. Por otro lado, la dispersión de la MZR para las galaxias de mayor

masa parece ser fuertemente afectada por el *feedback* de AGNs. Además, según nuestros resultados, el entorno en el que se encuentran las galaxias jugaría un rol importante en la determinación de su ubicación dentro del plano MZR. Finalmente, también, encontramos una evolución significativa de la MZR para  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$ , con un incremento en normalización de  $\approx 0.4$  dex desde el corrimiento al rojo  $z = 3$  hasta  $z = 0$ .

Los resultados preliminares mostrados aquí son parte de un proyecto de investigación en progreso que pretende aportar al entendimiento del origen de las propiedades químicas de galaxias masivas.

*Agradecimientos:* LJZ and MEDR acknowledge support from PIP 112- 201501-00447 of CONICET and UNLP G151 of UNLP (Argentina). We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The eagle simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility ([www.dirac.ac.uk](http://www.dirac.ac.uk)). The equipment was funded by BEIS capital funding via STFC capital grants ST/P002293/1, ST/R002371/1 and ST/S002502/1, Durham University and STFC operations grant ST/R000832/1. DiRAC is part of the National e-Infrastructure.

## Referencias

- Bothwell M.S., et al., 2013, MNRAS, 433, 1425
- Davis M., et al., 1985, ApJ, 292, 371
- De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354
- Dolag K., et al., 2009, MNRAS, 399, 497
- Lara-López M.A., et al., 2010, A&A, 521, L53
- Lara-López M.A., et al., 2013, MNRAS, 433, L35
- Mannucci F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
- Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
- Troncoso P., et al., 2014, A&A, 563, A58
- Zenocratti L.J., et al., 2020, MNRAS, 496, L33



# Near-Infrared Photometry of NGC 253 with Flamingos-2

J.A. Camperi<sup>1</sup>, H. Dottori<sup>4</sup>, G. Günthardt<sup>1</sup>, R.J. Díaz<sup>1,3</sup>, L.R. Vega Neme<sup>1</sup> & M.P. Agüero<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Gemini Observatory, EE.UU.

<sup>4</sup> Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil

Contact / javier.camperi@unc.edu.ar

**Resumen** / NGC 253 es la galaxia más cercana en evidenciar el fenómeno *starburst*. Sin embargo, debido a la presencia de polvo interestelar, poco se ha podido estudiar sobre la región central del mismo. La capacidad provista por la astronomía infrarroja contribuye a superar estas limitaciones. A partir de imágenes infrarrojas obtenidas en alta resolución espacial con el instrumento Flamingos-2 (Gemini Sur) en su modalidad de cámara en las bandas  $J$ ,  $H$  y  $K_s$  hemos confeccionado diagramas color-color (CCD, por sus siglas en inglés) y color-magnitud (CMD, por sus siglas en inglés) de los cúmulos estelares y regiones HII pertenecientes a los diversos subsistemas de la galaxia (núcleo, brazos, barra, ansae). Aplicamos diversos modelos evolutivos para caracterizar las poblaciones de cúmulos estelares predominantes en los diferentes subsistemas galácticos. El índice de color  $Q_d$ , asociado con la edad de los cúmulos, es un útil indicador que nos permite distinguir la proporción de las poblaciones jóvenes en los subsistemas galácticos. En este artículo presentamos los resultados particulares para la región nuclear y circunnuclear de NGC 253. Los cúmulos estelares más masivos tienen masas en el rango de  $10^5$  a  $10^6 M_\odot$  y edades menores que 7 millones de años, y los encontramos en la región circunnuclear a distancias menores que 600 pc del pico infrarrojo recientemente identificado como el verdadero núcleo de la galaxia.

**Abstract** / NGC 253 is the closest galaxy evidencing the starburst phenomena. However, due to the presence of interstellar dust, the starburst's inner region has been scarcely studied. The capabilities provided by infrared astronomy help to overcome these limitations. High resolution images in the  $H$ ,  $J$  and  $K_s$  bands obtained with the Flamingos-2 instrument (Gemini South), allowed us to construct color-magnitude (CMD) and color-color (CCD) diagrams of the clusters and HII regions for the various subsystems of the galaxy (nucleus, arms, bar, ansae). We apply some evolutionary models to characterize the predominant star cluster populations in the different galactic subsystems. The reddening free color index  $Q_d$ , a tracer of the age of the clusters, allows us to distinguish the proportion of young populations in the galactic subsystems. In this paper we present the results for the nuclear and circumnuclear region of NGC 253. We found that the most massive star clusters, with masses in the range  $10^5$  to  $10^6 M_\odot$  and ages less than  $7 M_{yr}$ , are located in the circumnuclear region at distances of less than 600 pc of the infrared core recently identified as the true galaxy's nucleus.

**Keywords** / galaxies: starburst — galaxies: spiral — galaxies: photometry — galaxies: structure — galaxies: individual (NGC 253)

## 1. Introduction

Many efforts have been devoted to the study of nuclear and circumnuclear star formation in galaxies, mainly interested in studying the feeding mechanisms of the super-massive black hole (e.g. Esquej et al., 2014; Agüero et al., 2016; Riffel et al., 2016). Since 2011 we have been studying the structure and dynamics of the central region of NGC 253 in order to shed light on the feeding mechanisms of the starburst and its possible relationship with the existence of a super-massive black hole outside the center of symmetry of the galaxy (Camperi et al., 2012, 2015).

In this work we present a photometric study of NGC 253 in the near infrared, with observations obtained on March 17, 2017. Previous NIR observations, without the required photometric quality (Díaz et al., 2013) were used for the preparation of NIR color maps that allowed the semi-quantitative visualization of features of the nuclear and the circumnuclear regions, as

well as the location of the candidate kinematic nucleus of NGC 253 (Günthardt et al., 2015). We find the physical characteristics of the star clusters based on the color-color diagram (CCD), color-magnitude and reddening-free color-magnitude diagrams (CMD) that we discuss in Sections 4 and 5. In Section 6 we present our conclusions.

## 2. Observations and reduction

We obtained direct images of NGC 253 with Flamingos-2 at Gemini South, in the  $J$ ,  $H$  and  $K_s$  bands with average spatial resolution of  $0.5''$ . Then we applied the normal procedure to reduce them with the IRAF \* package: dark subtraction, division by flat and sky subtraction.

\*IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

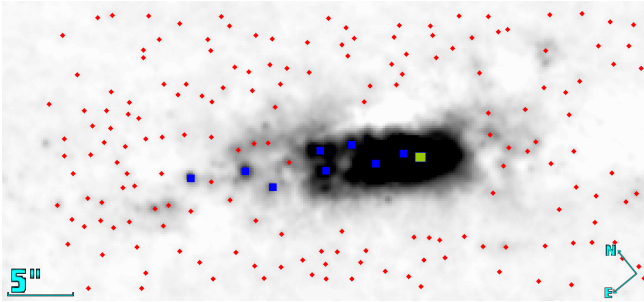


Figure 1: Circumnuclear region of NGC 253 (and sources detected using SExtractor) at the  $K_s$  band residue,  $930 \times 470$  pc. The clusters that make up the “Hard Core” of this region are highlighted in blue; IRC is also highlighted in green.

The photometric calibration and zero points followed the prescription detailed in Günthardt et al. (2015). The frames were then submitted to a filtering process that consisted on the successive use of two IRAF subroutines (median and gauss) to produce highly smoothed frames accounting for the galaxy background. Subsequently, the smoothed frames were subtracted from the originals to generate residues where the various infrared sources were much better evidenced.

To identify the clusters we used the SExtractor code (Bertin & Arnouts, 1996), a neural network based algorithm, widely used by the community during the last 25 years. SExtractor made possible to automatically detect the luminous sources on our infrared images and get their photometry in a particularly simple and direct way.

### 3. Nuclear and circumnuclear region

In the central 600 pc of NGC 253 we found 181 ionizing clusters (see Figure 1). Of these, nine are distinguished in what came to be called “Hard Core” (H-C) according to their superior luminosity, which includes the so-called Infrared Core (IRC), candidate for the kinematic nucleus of NGC 253, and the most intense infrared source.

This region is a very complex one from a kinematic point of view. As a matter of fact, it is the origin of a very strong starburst-driven superwind (Günthardt et al., 2019), and it is known to harbor some heterogeneous shock structures which have been detected (Westmoquette et al., 2011).

### 4. Color-Magnitude Diagrams (CMD)

In addition to the classic CMD ( $(J - K)$  vs  $M_k$  - see Figure 2), following Grosbøl & Dottori (2012) we constructed the  $Q_d$  vs  $M_k$  diagram (Figure 3), where  $Q_d$  is the reddening-free color, for which we assume a normal reddening law.

We compared our observational data with the theoretical isochrones of Padova (Marigo et al., 2008) with the Initial Mass Function of Chabrier (Chabrier, 2003), a metallicity  $Z = 0.02$ , and running the simulation up to an age  $t = 148 \times 10^8$  years. This is because we are

interested in the initial phases of star formation. In doing so, the CMD diagrams (specially the one for the  $Q_d$  index) of the circumnuclear region allow us to infer that the masses of the clusters are between  $10^3 M_\odot$  and  $10^6 M_\odot$ . Except for the nine H-C clusters, the models together with normal extinction explain well the rest of the sample. On the other hand, the nine H-C clusters (including IRC) have a  $Q_d$  markedly greater than 0.1, which might be indicating that they undergo an abnormal extinction or the presence of emission lines. It is possible to see that all the clusters that are between  $-0.01 > Q_d > -0.33$  have a unique solution and their masses are between  $10^3 M_\odot < M < 10^6 M_\odot$ , and their ages between 4.0 and 8.0  $M_{yr}$ .  $Q_d$  between -0.33 and -0.5 have two possible age values for a mass of  $10^4 M_\odot$ , that is, they suffer for an age-mass dichotomy. Values of  $Q_d < -0.5$  have no explanation within these models.

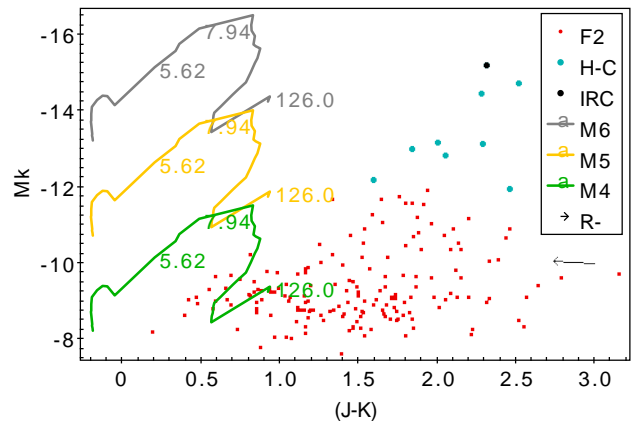


Figure 2: Color-magnitude diagram (CMD) for the index  $(J - K)$  versus absolute magnitude in the  $K_s$  band ( $M_k$ ) of the circumnuclear region. The red dots (F2) correspond to our whole Flamingos-2 observational data sample; among them the Cyan dots individualize the “Hard Core” (H-C) in the same way that the black dot identifies the IRC. The gray, ochre and green lines correspond to the isochronous trajectories provided by the Padova models for masses  $10^6 M_\odot$ ,  $10^5 M_\odot$  and  $10^4 M_\odot$  respectively. The numbers next to the lines are the elapsed simulation times in millions of years. It is added in this diagram  $R_-$ , which represents the dereddening vector for this particular CMD.

### 5. Color-Color Diagram (CCD)

Figure 4 shows the  $(J - H)$  vs  $(H - K)$  diagram. The figure also shows the dereddening vector for two extreme models: 1- dust well mixed with the stars (black arrow), as can be seen in Witt et al. (1992) and Israel et al. (1998); 2- a screen model of the dust (pink arrow), as can be seen in Indebetouw et al. (2005).

It is worth mentioning that the Padova models do not take into account the ionized gas line emission (Leitherer et al., 1999), which strongly influences these results, as shown by Grosbøl & Dottori (2012). See also Camperi (2018).

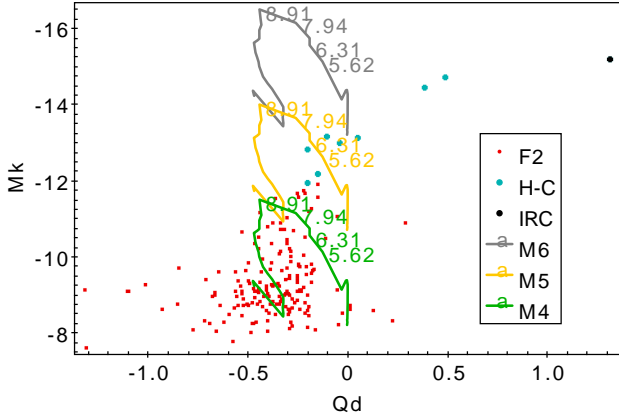


Figure 3: Color-magnitude diagram (CMD) of the circumnuclear region,  $Q_d$  index vs  $M_k$ . Abbreviations, symbols, lines, colors, and numbers have the same meaning as in the diagram above.

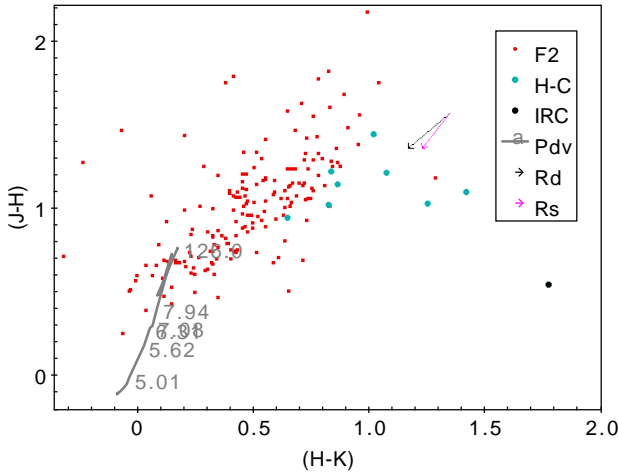


Figure 4: Color-color diagram (CCD), indices  $(H - K)$  and  $(J - H)$  for the circumnuclear region. Same symbols and set of abbreviations as in CMD graphics. Here, Rd and Rs represent the dereddening vectors assuming a “dusty” or a “screening” model, respectively.

## 6. Conclusions

Near-infrared photometry is proving to be efficient for discovering and characterizing dust-embedded clusters. We have found 181 clusters in the central 600 pc in NGC 253. The nine H-C members are the more massive ones (they have masses between  $10^5 M_\odot$  and  $10^6 M_\odot$ ) and are younger than  $7 \times 10^6$  years, according to the

criteria of Santos et al. (2013), who determined that  $Q_d > 0.1$  indicates ages younger than that. The rest of the clusters are 0.01 to 0.1 less massive and they are older. Starburst is a very complex phenomena; and its understanding involves knowing dynamic processes on various galactic scales. For that reason, in next articles we plan to focus on the arms of the galaxy, and particularly in the structures known as ansae (Danby, 1965; Czyzak & Aller, 1979). Probably, these structures might have some role in the lost of angular momentum necessary for the infall of matter to feed the central black hole.

*Acknowledgements:* Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil). This paper has been partially supported with a grant from Secretaría de Ciencia y Tecnología, Universidad Nacional de Córdoba, SeCyT-UNC, Argentina (Consolidar Project 336 201901 00036 CB).

## References

- Agüero M.P., Díaz R.J., Dottori H., 2016, *International Journal of Astronomy and Astrophysics*, 6, 219  
 Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393  
 Camperi J.A., 2018, *Estudio espectrofotométrico de la galaxia NGC 253 - Spectrophotometric study of the galaxy NGC 253*, Ph.D. thesis, National University of Córdoba, Argentina  
 Camperi J.A., et al., 2012, *BAAA*, 55, 253  
 Camperi J.A., et al., 2015, *BAAA*, 57, 28  
 Chabrier G., 2003, *PASP*, 115, 763  
 Czyzak S.J., Aller L.H., 1979, *MNRAS*, 188, 229  
 Danby J.M.A., 1965, *AJ*, 70, 501  
 Diaz R.J., et al., 2013, *BAAA*, 56, 457  
 Esquej P., et al., 2014, *ApJ*, 780, 86  
 Grosbøl P., Dottori H., 2012, *A&A*, 542, A39  
 Günthardt G.I., et al., 2015, *AJ*, 150, 139  
 Günthardt G.I., et al., 2019, *AJ*, 158, 115  
 Indebetouw R., et al., 2005, *ApJ*, 619, 931  
 Israel F.P., et al., 1998, *A&A*, 336, 433  
 Leitherer C., et al., 1999, *ApJS*, 123, 3  
 Marigo P., et al., 2008, *A&A*, 482, 883  
 Riffel R.A., et al., 2016, *MNRAS*, 461, 4192  
 Santos J.F.C., Dottori H., Grosbøl P., 2013, *A&A*, 553, A74  
 Westmoquette M.S., Smith L.J., Gallagher J. S. I., 2011, *MNRAS*, 414, 3719  
 Witt A.N., Thronson Harley A. J., Capuano John M. J., 1992, *ApJ*, 393, 611



# Estudio del perfil de masa de NGC 3377 mediante diversos trazadores del halo

J.P. Caso<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Grupo de Ciencias Planetarias, Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / jpcaso@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Se presentan resultados preliminares del análisis del perfil de masa de la galaxia elíptica NGC 3377. Para esto, se propone aplicar estadística Bayesiana, utilizando simulaciones cosmológicas de materia oscura para definir las distribuciones *a priori*. Se asume un perfil de NFW y se aplica análisis de Jeans esférico, suponiendo distintos valores de anisotropía constante. El conjunto de datos disponibles para esta galaxia incluye observaciones espectroscópicas en modo ranura larga, obtenidas a partir de la participación argentina en el observatorio Gemini, junto con sendas muestras de cúmulos globulares y nebulosas planetarias disponibles en la literatura.

**Abstract** / This work presents preliminary results of the mass profile analysis for the elliptical galaxy NGC 3377. This goal is achieved applying Bayesian statistics, with *priori* distributions generated from haloes in dark matter cosmological simulations. It is assumed a NFW profile and spherical Jeans analysis is applied, considering different values of constant anisotropy. The observational data set correspond to Gemini/GMOS long-slit observations aligned with the axes of the galaxy, and supplemented with data from the literature for the globular clusters and planetary nebulae.

**Keywords** / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: individual (NGC 3377) — galaxies: halos

## 1. Introducción

La distribución de masa en galaxias de tipo temprano suele estar dominada por su halo de materia oscura, rigiendo muchos aspectos de su evolución (e.g. White & Frenk, 1991). El estudio de su presencia en galaxias situadas en distintos ambientes permite determinar la influencia de estos en los procesos que rigen la acreción de masa (Wang et al., 2011). En este sentido, el análisis de sus efectos en la dinámica de diversos trazadores, como cúmulos globulares (CGs) y nebulosas planetarias (PNe, por sus siglas en inglés), ha permitido estudiar sus características en numerosas galaxias masivas de tipo temprano (e.g. Napolitano et al., 2011; Richtler et al., 2015). No obstante, esto es particularmente desafiante en el caso de galaxias satélites, ya que la escasez de miembros en estas poblaciones de trazadores impone restricciones al análisis. Los resultados en este tipo de galaxias son relevantes, puesto que los trabajos numéricos predicen que sus halos pierden una gran fracción de su masa tras ser acretada por un halo más masivo (e.g. van den Bosch et al., 2018; Drakos et al., 2020).

El grupo de Leo I consta de un cuerpo principal dominado por la galaxia M 96, que contiene siete galaxias brillantes y una población de galaxias enanas (Müller et al., 2018). Entre estos miembros, NGC 3377 es una elíptica elongada (E5-6 de Vaucouleurs et al., 1991), cuya cinemática hasta el radio efectivo corresponde a un rotador rápido (Emsellem et al., 2011). En este trabajo se asume una distancia de 10.6 Mpc (Tully et al., 2013) para NGC 3377.

Se propone aplicar estadística Bayesiana, usando si-

mulaciones cosmológicas de materia oscura para definir las distribuciones *a priori*, y determinar la función de probabilidad para cada trazador individual. El conjunto de datos disponibles para esta galaxia incluye observaciones espectroscópicas en modo ranura larga, obtenidas a partir de la participación argentina en el observatorio Gemini, junto con sendas muestras de CGs y PNe disponibles en la literatura.

## 2. Datos observacionales

Este trabajo se vale de observaciones espectroscópicas en modo ranura larga obtenidas mediante Gemini/GMOS (GN-2020B-Q-401) en dos direcciones, coincidentes con los semiejes de NGC 3377. Las observaciones fueron realizadas con la red B600\_G5307, con ranuras de 1 arcsec. Las mismas fueron reducidas mediante IRAF (version V2.16), siguiendo el procedimiento usual. Los espectros bidimensionales se segmentan en rangos radiales para alcanzar  $S/N \gtrsim 20$  a 5000 Å. Los espectros individuales son extraídos en el rango 4800 – 5800 Å, que abarca varias líneas de absorción típicas en galaxias elípticas. La velocidad en la línea de la visual ( $V_{LOS}$ ) y la dispersión de velocidades ( $\sigma_{LOS}$ ) son medidas mediante el algoritmo pPXF (Cappellari & Emsellem, 2004), tomando a los espectros sintéticos de los modelos MILES (Vazdekis et al., 2010) como plantilla de comparación. Los resultados son expuestos en la Fig. 1. En estudios previos se indica que la galaxia se comporta como un rotador rápido en sus regiones internas (Coccatto et al., 2009), por lo que en el presente trabajo sólo se tienen en cuenta las mediciones que presentan distancia galac-

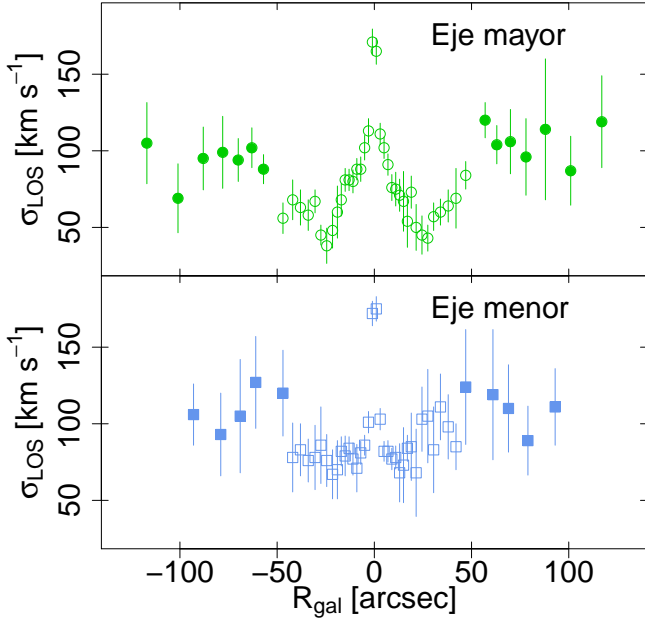


Figura 1:  $\sigma_{V,LOS}$  versus  $R_{gal}$  de la componente estelar, medida a partir de las observaciones de Gemini/GMOS en la dirección del eje mayor (panel superior) y eje menor (panel inferior). Los símbolos llenos representan los datos que son tenidos en cuenta en el análisis posterior.

tocéntrica  $\gtrsim 60$  arcsec (símbolos llenos en ambos paneles de la Fig. 1).

Estas observaciones son complementadas con catálogos disponibles en la literatura para diversos trazadores del halo, como CGs (Pota et al., 2013) y PNe Coccatto et al. (2009), que permiten extender el alcance del análisis. En el caso de las PNe, en el estudio de Coccatto et al. (2009) se observa que por debajo de distancias galactocéntricas ( $R_{gal}$ ) de 2 arcmin hay evidencia de rotación. Misma situación se detecta en Pota et al. (2013) para los CGs rojos, por lo que en ambos casos se descartan los objetos por debajo de este valor. Además se rechazan iterativamente aquellos objetos cuya  $V_{LOS}$  se diferencia de la media de su población en más de  $3\sigma_{LOS}$ . En la Fig. 2 se grafican, para las muestras de CGs y PNe utilizadas en el procedimiento,  $V_{LOS}$  en función de  $R_{gal}$ . La línea a trazos representa la velocidad sistémica de NGC 3377,  $690 \text{ km s}^{-1}$  (Cappellari et al., 2011)

### 3. Procedimiento

A continuación se resume el procedimiento aplicado para determinar el perfil de masa de la galaxia. Se supone que las distintas componentes de la galaxia actuando como trazadores, y dadas las restricciones radiales ya planteadas, no presentan rotación considerable y tienen simetría esférica. En esta situación, la ecuación de Jeans permite determinar los momentos de segundo y cuarto orden de la distribución de velocidad en la línea de la visual (Łokas, 2002; Mamon & Lokas, 2005).

En este trabajo se aplica análisis Bayesiano para determinar los parámetros del halo con mayor probabilidad de ocurrencia. La distribución de probabilidades *a priori* se obtiene a partir de la distribución de masas de

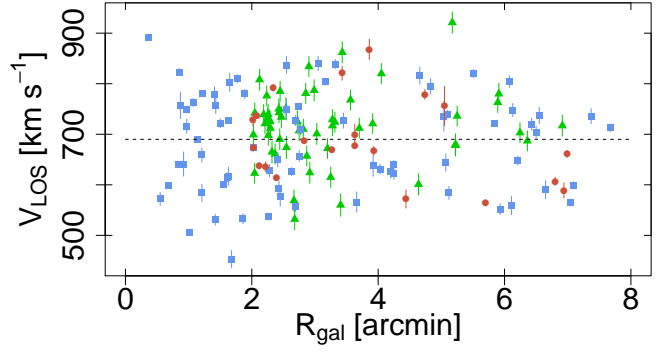


Figura 2:  $V_{LOS}$  versus  $R_{gal}$  para CGs azules (cuadrados) y rojos (círculos), y para PNe (triángulos). Estas dos últimas muestras están restringidas a objetos con  $R_{gal} > 2$  arcmin, por presencia de rotación.

los halos satélites presentes en la simulación de materia oscura MDPL2 (Klypin et al., 2016), parte del proyecto Multidark. Para esto se asignan luminosidades en el filtro  $r$  mediante un método de distribución de ocupación de halos (HOD, por sus siglas en inglés), suponiendo que cada halo aloja una galaxia, y diferenciando entre halos centrales y satélites. Para esto se adoptan las funciones de luminosidad derivadas por Lan et al. (2016), agregando una dispersión intrínseca en la relación masa estelar contra masa del halo según Girelli et al. (2020). Entonces, se eligen aquellos halos a los que se les asignaron luminosidades compatibles con aquella de NGC 3377, teniendo en cuenta las incertezas en su magnitud aparente y distancia. A partir de los halos seleccionados se construye una distribución de masas viriales, la cual es usada para derivar la distribución *a priori* para los parámetros del perfil NFW (Navarro et al., 1997),  $r_s$  y  $c_{vir}$ . Como restricción adicional, se adopta la masa calculada hasta el radio efectivo por Cappellari et al. (2013) mediante observaciones IFU y Jeans asimétrico. Estas dos condiciones resultan en la distribución *a priori* que se utiliza en el marco del análisis Bayesiano a partir de las poblaciones de trazadores.

El análisis de Jeans esférico se restringe a los casos de anisotropía constante. Para varias opciones de anisotropía se genera un grillado para los parámetros del perfil NFW ( $r_s$ ,  $c_{vir}$ ). En cada par de parámetros, el resultado surge de la probabilidad de obtener la muestra de trazadores observada, y pesada por la distribución *a priori*. En el caso de la componente estelar de la galaxia, se calcula a partir del estadístico  $\chi^2$ , según la diferencia entre las dispersiones de velocidades observadas y predichas:

$$\chi^2 = \sum_j \left( \frac{\sigma_{LOS,j}^{obs} - \sigma_{LOS,j}^{pred}}{e\sigma_{LOS,j}^{obs}} \right)^2 \quad (1)$$

Para CGs y PNe, la probabilidad surge de la convolución entre la distribución de la velocidad observada  $V_{LOS}$ , teniendo en cuenta su incerteza, y la distribución predicha para el halo NFW dado, expresada en término de polinomios de Gauss-Hermite (van der Marrel & Franx, 1993) según los momentos de segundo y

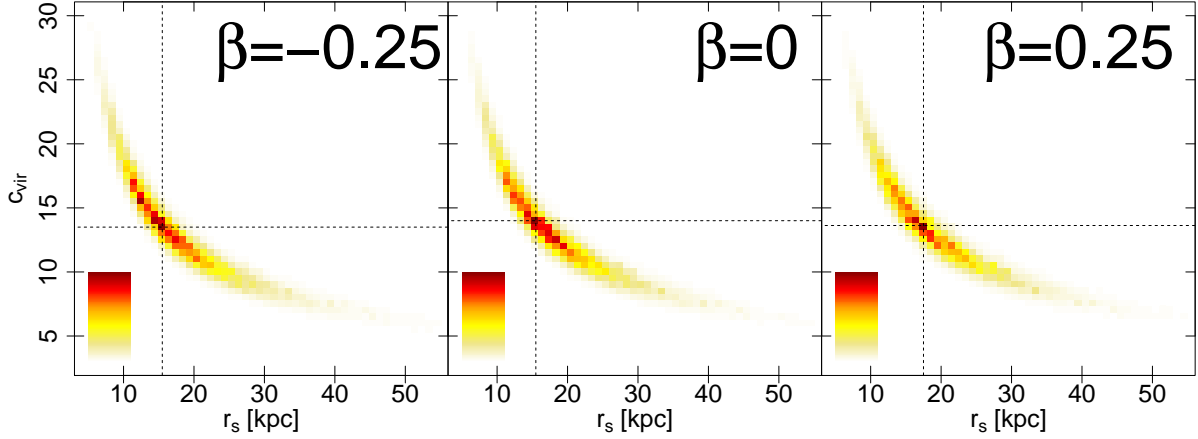


Figura 3: Mapa de color para perfiles NFW, representados mediante el radio característico ( $r_s$ ) y el parámetro de concentración ( $c_{\text{vir}}$ ), y tres valores de anisotropía. El gradiente de color representa pares de probabilidad creciente, de amarillo a rojo. Las líneas a trazos indican los valores con mayor probabilidad.

cuarto orden previamente indicados:

$$f(w) = g_{\text{NORM}} \left[ 1 + \frac{h_4}{\sqrt{24}} (4w^4 - 12w^2 + 3) \right] \quad (2)$$

con  $w = (V_{\text{LOS}} - V_0)/\sigma_{\text{LOS}}$ ,  $g_{\text{NORM}}$  la distribución normal centrada en  $V_0$  y de dispersión  $\sigma_{\text{LOS}}$ , y  $h_4$  relacionado con el momento de cuarto orden de la distribución de velocidad.

#### 4. Resultados

En su Apéndice, Coccato et al. (2009) muestra el parámetro  $h_4$  para los semiejes de NGC 3377, siendo consistentes con kurtosis nula a partir de una distancia galactocéntrica de 60 arcsec. Similares resultados surgen del proyecto SAURON para NGC 3377 (Cappellari et al., 2007). Además, en dicho trabajo la muestra de galaxias elípticas elongadas abarcan anisotropías entre  $\beta \approx -0.2$  y  $\beta \approx 0.2$ . En función de esto, se eligen valores de  $\beta$  intermedios para realizar el análisis, tal como se muestra en la Fig. 3. La escala de colores indica, de amarillo a rojo, pares de parámetros de probabilidad creciente. Las líneas a trazos señalan los pares de parámetros con mayor probabilidad,  $r_s = 16 - 18$  kpc,  $c_{\text{vir}} = 13 - 14$ . Esto resulta en masas viriales en el orden de  $M_{\text{vir}} \approx 4 \times 10^{11} M_{\odot}$ , y establecemos este valor como el cálculo preliminar de masa virial para NGC 3377. El mismo está en acuerdo con las estimaciones de masa que se podrían obtener a partir de la luminosidad en rayos X (Kim & Fabbiano, 2015) y la relación presentada por Forbes et al. (2017). El radio virial alcanza 220 – 240 kpc, del orden de la distancia respecto a las dos galaxias brillantes más cercanas, NGC 3379 y M 96, lo cual se condice con que NGC 3377 forme parte del grupo dominado por esta última.

*Agradecimientos:* Este trabajo fue realizado con fondos de Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica

y Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata (Argentina). Based on observations obtained at the international Gemini Observatory, a program of NSF’s NOIRLab, which is managed by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under a cooperative agreement with the National Science Foundation on behalf of the Gemini Observatory partnership: the National Science Foundation (United States), National Research Council (Canada), Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações (Brazil), and Korea Astronomy and Space Science Institute (Republic of Korea).

#### Referencias

- Cappellari M., Emsellem E., 2004, PASP, 116, 138  
 Cappellari M., et al., 2007, MNRAS, 379, 418  
 Cappellari M., et al., 2011, MNRAS, 413, 813  
 Cappellari M., et al., 2013, MNRAS, 432, 1709  
 Coccato L., et al., 2009, MNRAS, 394, 1249  
 de Vaucouleurs G., et al., 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Springer, New York, NY (USA)  
 Drakos N.E., Taylor J.E., Benson A.J., 2020, MNRAS, 494, 378  
 Emsellem E., et al., 2011, MNRAS, 414, 888  
 Forbes D.A., et al., 2017, MNRAS, 464, L26  
 Girelli G., et al., 2020, A&A, 634, A135  
 Kim D.W., Fabbiano G., 2015, ApJ, 812, 127  
 Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340  
 Lan T.W., Ménard B., Mo H., 2016, MNRAS, 459, 3998  
 Lokas E.L., 2002, MNRAS, 333, 697  
 Mamon G.A., Lokas E.L., 2005, MNRAS, 363, 705  
 Müller O., Jerjen H., Binggeli B., 2018, A&A, 615, A105  
 Napolitano N.R., et al., 2011, MNRAS, 411, 2035  
 Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., 1997, ApJ, 490, 493  
 Pota V., et al., 2013, MNRAS, 428, 389  
 Richtler T., et al., 2015, A&A, 574, A21  
 Tully R.B., et al., 2013, AJ, 146, 86  
 van den Bosch F.C., et al., 2018, MNRAS, 474, 3043  
 van der Marel R.P., Franx M., 1993, ApJ, 407, 525  
 Vazdekis A., et al., 2010, MNRAS, 404, 1639  
 Wang J., et al., 2011, MNRAS, 413, 1373  
 White S.D.M., Frenk C.S., 1991, ApJ, 379, 52



# Estudio de las propiedades de AGN en galaxias centrales y satélites en SDSS

V.A. Mesa<sup>1,2</sup>, S. Alonso<sup>3</sup>, G.V. Coldwell<sup>3</sup>, M.F. Duplancic<sup>3</sup>, D.G. Lambas<sup>4</sup> & J.L. Nilo Castellón<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de La Serena, Chile

<sup>2</sup> Instituto Argentino de Nivología, Glaciología y Ciencias Ambientales, CONICET–U.N.Cuyo, Argentina

<sup>3</sup> Departamento de Geofísica y Astronomía, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina

Contacto / vmesa@mendoza-conicet.gob.ar

**Resumen** / En este trabajo se presenta una muestra de galaxias de núcleos activos (AGN, por sus siglas en inglés) pertenecientes a sistemas de galaxias compuestos por un objeto central y dos satélites. La muestra se obtuvo a partir del Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR14) adoptando criterios de distancia proyectada ( $r_p < 150 h^{-1}$  kpc) y diferencia de velocidad radial ( $\Delta V < 500 \text{ km s}^{-1}$ ), restringiendo a satélites de al menos 1.5 magnitudes más débiles que su galaxia central. Además se utilizó un adecuado criterio de aislamiento para evitar la pertenencia a estructuras mayores. Asimismo, se clasificó la interacción entre los miembros de cada sistema a través de una detallada inspección visual. Una vez obtenida la muestra clasificada, se realizó una correlación con un catálogo de AGN seleccionando aquellos sistemas donde al menos uno de sus miembros presenta un núcleo activo. Hemos considerado además muestras de control para analizar los resultados. El objetivo de este estudio consiste en el análisis de los distintos escenarios en los que se encuentran dichos sistemas y su influencia en la actividad nuclear de las galaxias que los componen. De forma preliminar se puede observar que la actividad nuclear es diferente según el lugar que ocupe la galaxia dentro del sistema, así como también si este presenta algún tipo de interacción.

**Abstract** / This poster presents a sample of active galaxy nuclei (AGN) belonging to galaxy systems composed of a central object and two satellites. The sample was obtained from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR14) adopting criteria of projected distance ( $r_p < 150 h^{-1}$  kpc) and radial velocity difference ( $\Delta V < 500 \text{ km s}^{-1}$ ), restricting satellites at least 1.5 magnitudes fainter than their central galaxy. In addition, an adequate isolation criteria was used to avoid belonging to larger structures. Furthermore, the interaction between the members of each system was classified through a detailed visual inspection. Once the classified sample was obtained, a correlation was carried out with an AGN catalog, selecting those systems where at least one of its members present an active nuclei. We have also considered control samples to analyze the results. The main goal of this study consists of the analysis of the different scenarios in which these systems are found and their influence on the nuclear activity of the galaxies that compose them. In a preliminary way, it can be observed that the nuclear activity is different depending on the place that the galaxy occupies within the system, as well as if it presents some type of interaction.

**Keywords** / galaxies: active — galaxies: interactions — galaxies: statistics

## 1. Muestras

Se realizó una correlación de la muestra de galaxias centrales y satélites obtenida en Mesa et al. (2021) con un catálogo de galaxias AGN (Coldwell et al., 2017). Los sistemas se clasificaron en tres categorías (ver Fig 1):

- un objeto principal con dos satélites sin interacciones aparentes,
- Interacción mutua entre satélites,
- Interacción entre el objeto principal y alguno de sus satélites.

La muestra de AGN está basada en el criterio de Kewley et al. (2001, 2006) incluyendo sólo galaxias con  $S/N > 2$  para todas las líneas usadas en el diagrama para discriminar Seyfert 2 de galaxias *starforming* y LINERs. La muestra total está compuesta por 419 sistemas (ver Mesa et al. (2021) para más detalles), y luego de la correlación se encontraron 119 galaxias centrales y 97 satélites presentes también en la muestra de Coldwell et al.

Tabla 1: Porcentajes de tipos de AGN en galaxias centrales y satélites.

Clasificación	AGN Central		AGN Satélite	
	%	Número	%	Número
Seyfert	8 %	10	14 %	14
LINERs	44 %	52	21 %	20
Compuestas	26 %	31	46 %	45
Ambiguas	22 %	26	19 %	18
Total	100 %	119	100 %	97

(2017) (ver Tabla 1).

## 2. Análisis

Con el objetivo de comprender el comportamiento de las galaxias en nuestros sistemas, utilizamos muestras de control para comparar los resultados con galaxias aisladas. Utilizando un algoritmo Monte Carlo, para cada



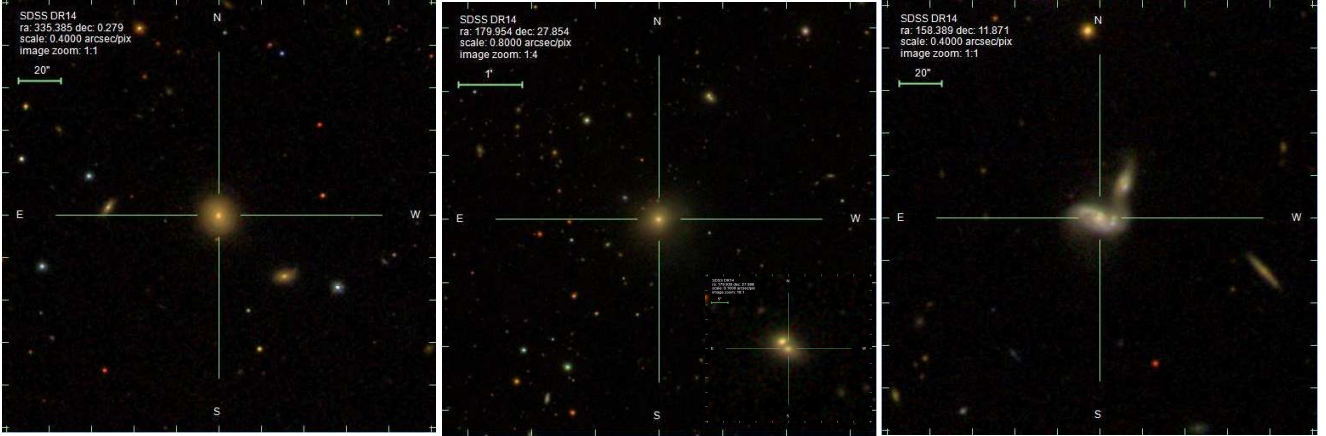


Figura 1: Ejemplos de sistemas de galaxias con distintos tipos de interacción: *Panel izquierdo*: sistemas sin interacciones, *Panel medio*: interacción entre satélites, *Panel derecho*: interacción con la galaxia principal (Mesa et al., 2021; Abolfathi et al., 2018, SDSS-DR14)

galaxia de nuestra muestra, seleccionamos tres galaxias sin compañeras, con similares distribuciones en *redshift* ( $z$ ), magnitud absoluta en banda  $r$  ( $M_r$ ) e índice de concentración  $C$ , para representar una muestra robusta (Perez et al., 2009). Se realizó el procedimiento de manera separada tanto para galaxias AGN centrales como para satélites, y para las galaxias de control fueron seleccionadas de la muestra de Coldwell aquellas galaxias que cumplieran con estas condiciones. En todos los casos, se realizó un KS test para corroborar la similitud de las distribuciones. En Figura 2 se ilustran las distribuciones para la muestra de AGN centrales y satélites. Como trazador de la actividad nuclear (ver Fig 3), el análisis se focalizó en la luminosidad corregida por polvo de la línea [OIII]  $\lambda 5007$ ,  $L[\text{OIII}]$ . Dicho estimador es ampliamente utilizado por diversos autores (Mulchaey et al., 1994; Kauffmann et al., 2003; Heckman et al., 2004, 2005; Brinchmann et al., 2004) debido principalmente a que la línea de [OIII] es una de las más fuertes líneas de emisión estrechas en AGN y poco sensible a la formación estelar de la galaxia anfitriona. Otro indicador es la razón de acreción  $\mathcal{R} = L[\text{OIII}]/M_{\text{BH}}$  (donde  $M_{\text{BH}}$  es la masa del agujero negro, Heckman et al. 2004).

### 3. Resultados

- Luego de la correlación del catálogo de galaxias centrales y satélites presentado en Mesa et al. (2021) con la muestra de AGN se encuentra que el 25% de sus galaxias centrales son AGN. Con respecto a los satélites se observa que son alrededor del 12%.
- De las galaxias centrales seleccionadas se encuentra que predominan las LINERs, en cambio entre los satélites, el tipo predominante son las Compuestas.
- El análisis de la actividad nuclear indica que esta es más intensa en aquellas galaxias pertenecientes a sistemas con algún tipo de interacción, la muestra control presenta un comportamiento intermedio, siendo las más pasivas aquellas galaxias en sistemas sin interacción. Este comportamiento es más evidente en las galaxias satélites.

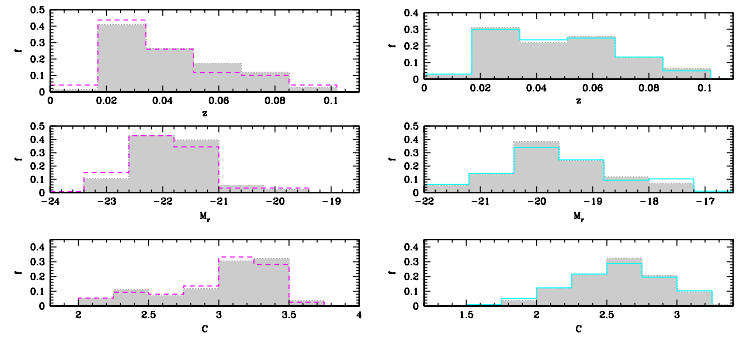


Figura 2: *Panel izquierdo*: Distribución de  $z$ ,  $M_r$  e índice de concentración  $C$  para galaxias AGN centrales (línea de puntos) y muestra control (sombreado). *Panel derecho*: galaxias AGN satélites (línea sólida) y control (sombreado).

### 4. Conclusiones/ Trabajo Futuro

Se ha obtenido una muestra de galaxias AGN perteneciente a sistemas compuestos por una galaxia central y dos satélites, donde al menos uno de sus miembros presenta un núcleo activo. Además se ha realizado la subclasificación en los tipos de AGN. Se han construido muestras de control adecuadas, a fin de tener resultados confiables. Los resultados hallados son preliminares pero prometedores, observándose diferencias entre los distintos tipos de interacciones analizadas. En un futuro se espera profundizar este estudio, con el análisis de otros parámetros, la observación de las diferentes configuraciones posibles y su influencia en la actividad nuclear. De manera complementaria se investigará su vínculo con la actividad de formación estelar.

*Agradecimientos*: This work was partially supported by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas and the Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de San Juan. V.M. also acknowledges support from project Fondecyt No. 3190736.

Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science

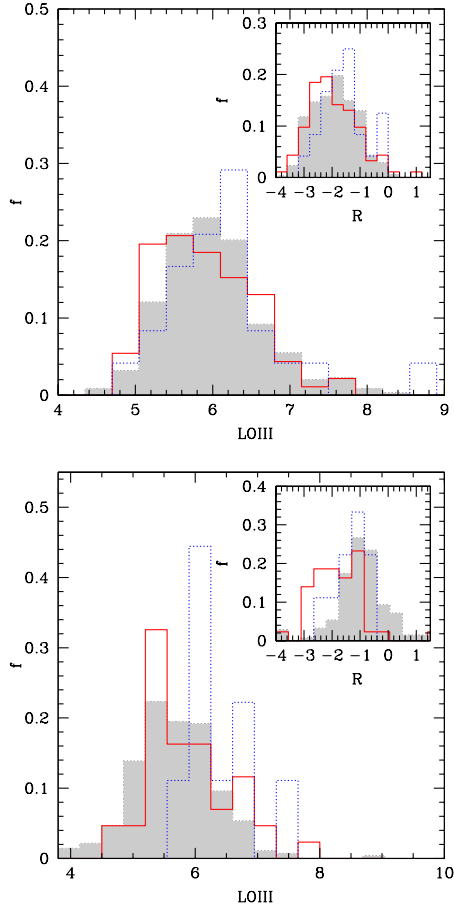


Figura 3: *Panel superior:* Distribución normalizada de  $L[\text{OIII}]$  para galaxias AGN centrales en sistemas sin interacción (línea sólida), AGN en interacciones entre satélites o con su galaxia central (línea de puntos) y muestra control (sombreado). *Inbox:* Tasa de acreción  $\mathcal{R}$ . *Panel inferior:* análisis análogo para satélites y muestra control.

Foundation, and the U.S. Department of Energy Office of Science. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>.

SDSS-III is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS-III Collaboration including the University of Arizona, the Brazilian Participation Group, Brookhaven National Laboratory, Carnegie Mellon University, University of Florida, the French Participation Group, the German Participation Group, Harvard University, the Instituto de Astrofísica de Canarias, the Michigan State/Notre Dame/JINA Participation Group, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, New Mexico State University, New York University, Ohio State University, Pennsylvania State University, University of Portsmouth, Princeton University, the Spanish Participation Group, University of Tokyo, University of Utah, Vanderbilt University, University of Virginia, University of Washington, and Yale University. (acknowledgement).

## Referencias

- Abolfathi B., et al., 2018, *ApJS*, 235, 42  
 Brinchmann J., et al., 2004, *MNRAS*, 351, 1151  
 Coldwell G.V., et al., 2017, *MNRAS*, 467, 3338  
 Heckman T.M., et al., 2004, *ApJ*, 613, 109  
 Heckman T.M., et al., 2005, *ApJ*, 634, 161  
 Kauffmann G., et al., 2003, *MNRAS*, 341, 33  
 Kewley L.J., et al., 2001, *ApJ*, 556, 121  
 Kewley L.J., et al., 2006, *MNRAS*, 372, 961  
 Mesa V., et al., 2021, *MNRAS*, 501, 1046  
 Mulchaey J.S., et al., 1994, *ApJ*, 436, 586  
 Perez J., Tissera P., Blaizot J., 2009, *MNRAS*, 397, 748



# Effects of feedback processes on the effective yields of galaxies

M.C. Zerbo<sup>1</sup>, M.E. De Rossi<sup>2,3</sup>, M.A. Lara-López<sup>4</sup> & L.J. Zenocratti<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

<sup>4</sup> *Armagh Observatory and Planetarium, Irlanda del Norte*

<sup>5</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contact / candelazerbo@gmail.com

**Resumen** / Analizamos los *yields* efectivos para galaxias extraídas del conjunto de simulaciones hidrodinámicas EAGLE (*Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments*). Exploramos el impacto de los procesos de *feedback* de supernova y núcleos activos de galaxias sobre los *yields* efectivos simulados, para un rango de valores de corrimientos al rojo de  $z = 3$  a  $z = 0$ . Analizamos distintas relaciones de escala asociadas a los *yields* efectivos, como la dependencia de éstos con la masa bariónica de las galaxias y la masa virial del halo en el que éstas residen. Nuestros resultados indican que los *yields* efectivos son buenos trazadores de los procesos de *feedback*, al menos desde  $z = 3$ , y podrían utilizarse en trabajos observacionales para inferir su rol sobre la evolución de galaxias de distintas masas y a diferentes corrimientos al rojo.

**Abstract** / We analyze the effective yields of galaxies extracted from the EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments) suite of cosmological hydrodynamical simulations. We explore the impact of supernova and active galactic nuclei feedback processes over simulated effective yields, for a redshift range since  $z = 3$  to  $z = 0$ . We analyze different scaling relations associated with effective yields, such as their dependence with the baryonic mass of galaxies and the virial mass of the halos where they reside. Our results indicate that effective yields are good tracers of feedback processes at least since  $z = 3$ ; therefore, they could be used in observational studies to derive the role of feedback during the evolution of galaxies of different masses and at different redshifts.

**Keywords** / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: fundamental parameters — galaxies: star formation — methods: numerical

## 1. Introduction

The metallicity scaling relations of galaxies have been widely studied in the last decades, but there is still no consensus neither on their shape, evolution nor on their origin. As outlined in De Rossi et al. (2017), EAGLE simulations are capable of reproducing the observed stellar mass-metallicity relation at redshift  $z = 0$ . A 3D scaling relation between stellar mass, metallicity and star formation rate (SFR) is also predicted, consistent with observational results (e.g., Lara-López et al., 2010; Mannucci et al., 2010).

The analysis conducted in this article, resumes the work done by Lara-López et al. (2019), in which a relation between the effective yields ( $y_{\text{eff}}$ ) and baryonic masses ( $M_{\text{bar}}$ ) of galaxies was found in both, observations and EAGLE simulations. In addition to the already known correlation between  $y_{\text{eff}}$  and  $M_{\text{bar}}$  for low mass galaxies, the latter authors reported, for the first time, an anti-correlation for massive galaxies ( $M_{\star} > 10^{10} M_{\odot}$ ). Further analysis suggested that such behaviour could be explained considering feedback processes: on one hand, active galactic nuclei (AGN) feedback plays an important role on the history of massive galaxies by quenching their SFRs; on the other hand,

low-mass galaxies are more affected by metal-poor gas infalls and metal-enriched outflows.

In this article, we analyse the dependence of  $y_{\text{eff}}$  on the host halo mass ( $M_{200}$ ) of central galaxies by using simulations with different SN and AGN feedback models. The study of the  $M_{200} - y_{\text{eff}}$  relation can provide information about the effects of feedback processes on the central baryonic component of halos of different masses.

## 2. The EAGLE simulations

The EAGLE suite of cosmological hydrodynamical simulations (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015; The EAGLE team, 2017) trace the joint evolution of dark matter and baryons (gas, stars and super-massive black holes) in a cubic cosmologically representative volume. They adopt a flat  $\Lambda$ CDM cosmology consistent with results from Planck Collaboration (2015). Baryonic processes that cannot be directly resolved, are included as subgrid models (e.g., gas radiative cooling and heating, star formation, stellar and chemical evolution, SN and AGN feedback, among others).

Part of the results shown in this work were obtained from the high-resolution simulation Recal-L0025N0752,

which has been found to be able to reproduce metallicity scaling relations in better agreement with observed trends (see De Rossi et al., 2017; Lara-López et al., 2019). This simulation tracks the evolution of an initial number of  $752^3$  particles per species within a box of side-length of  $L = 25$  comoving Mpc (cMpc) \*. To test the impact of feedback processes, a set of intermediate-resolution simulations with different model parameters was also used. On one hand, the simulations WeakFB-, Ref- and StrongFB-L0025N0376 (run within boxes of side-lengths of  $L = 25$  cMpc and considering  $376^3$  particles) allowed us to test weak, reference and strong SN feedback efficiency models, respectively; on the other hand, NOAGN-, Ref- and AGNdT9-L0050N0752 simulations (run within boxes of side-lengths of  $L = 50$  cMpc and considering  $752^3$  particles) were used to test models with no AGN, reference and high AGN feedback efficiencies, respectively. For more details about these simulations, the reader is referred to Crain et al. (2015).

### 3. Data sample and simulated properties

In order to test the effects of feedback processes in simulated galaxies, we estimated their effective yields as:

$$y_{\text{eff}} = \frac{Z_{\text{SF, gas}}}{\ln(1/\mu)}, \quad (1)$$

where  $Z_{\text{SF, gas}}$  and  $\mu = M_{\text{SF, gas}}/(M_{\star} + M_{\text{SF, gas}})$  denote the star-forming (SF) gas metallicity and SF gas mass fraction of a galaxy, respectively. If a galaxy evolves as a closed box,  $y_{\text{eff}}$  will be constant and equal to the true nucleosynthetic yield. On the contrary, if the galaxy experiences inflows and/or outflows,  $y_{\text{eff}}$  will decrease below the closed box value, due to changes in its metallicity and/or gas fraction (e.g., Edmunds, 1990). In this scenario, the resulting products of stellar nucleosynthesis can be lost due to metal-enriched outflows or diluted by the infall of metal-poor gas.

In this article, we study  $y_{\text{eff}}$  as a function of the host halo mass of galaxies ( $M_{200}^{**}$ ) for different feedback efficiencies. While we expect that feedback processes drive significant changes in  $y_{\text{eff}}$ ,  $M_{200}$  should not be strongly affected by them. Thus, the variations on the  $y_{\text{eff}}$  at a given  $M_{200}$ , could allow us to discriminate the effects of feedback processes as a function of the environment where galaxies reside.

In order to avoid numerical artefacts, our sample of galaxies is composed of systems with stellar masses greater than  $10^9 M_{\odot}$ . In addition, in order to reduce environmental effects (e.g. ram-pressure stripping, etc), we only analyse the central galaxies of their halos.

\*We note that high-resolution EAGLE simulations were only run within boxes of  $L = 25$  cMpc.

\*\*The halo mass ( $M_{200}$ ) is the total mass enclosed by a sphere defined by the virial radius ( $R_{200}$ ) of the galaxy's host halo, and centred on the dark matter particle with the minimum gravitational potential within the halo. The virial radius,  $R_{200}$ , corresponds to the radius within which the mean internal density is 200 times the critical density,  $3H^2/8\pi G$ .

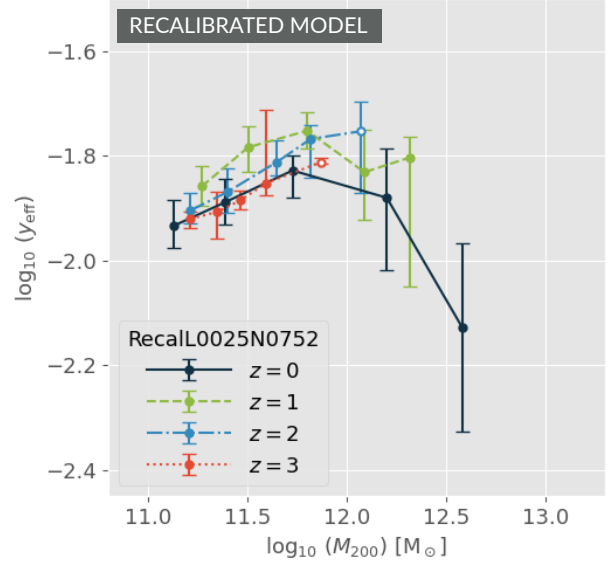


Figure 1: Median  $M_{200} - y_{\text{eff}}$  relation since  $z = 3$  to  $z = 0$  obtained from Recal-L0025N0752 EAGLE simulation. Error bars represent the 25th and 75th percentiles. White circles depict bins with less than 5 elements.

### 4. Results

In Fig. 1 and Fig. 2, we analyse the  $M_{200} - y_{\text{eff}}$  median relation since  $z = 3$  to  $z = 0$ . For Recal-L0025N0752 (see Fig. 1), a correlation is obtained for low-halo-mass galaxies at all considered  $z$ . However, an anti-correlation appears at the high-mass end since  $z \sim 1$ . This is in agreement with the trends found for the  $z = 0$   $M_{\text{bar}} - y_{\text{eff}}$  relation studied by Lara-López et al. (2019), and it is consistent with the fact that more massive central galaxies tend to be located in more massive halos.

The impact of different feedback models on the  $M_{200} - y_{\text{eff}}$  relation is studied in Fig. 2. The upper panels show results for models corresponding to different AGN feedback efficiencies. For the three panels, median relations remain very similar at the low-mass end at any given  $z$ , while differences are seen for high-mass halos. As AGN feedback becomes more efficient, at a given  $M_{200}$ , the value of  $y_{\text{eff}}$  drops below the NoAGN value. This is probably caused by the dominant effect of AGN feedback in the more massive galaxies associated to the more massive halos. This behaviour is discussed in De Rossi et al. 2017 and Lara-López et al. 2019. According to these authors, AGN feedback tends to quench the star-formation activity and drive the ejection of metal-enriched material out of the system. On the other hand, high-mass galaxies obtained in the NoAGN simulation resemble closed-box models, showing only very slight variations of  $y_{\text{eff}}$  as a function of  $M_{200}$ . Besides, given their deeper potential wells, high-mass galaxies in the NoAGN simulation are not strongly affected by SN-driven winds. In the top panels of Fig. 2, we also see that a higher AGN feedback efficiency seems to generate a stronger evolution of the  $M_{200} - y_{\text{eff}}$  relation and a larger scatter.

In the case of SN feedback, the variation of its effi-

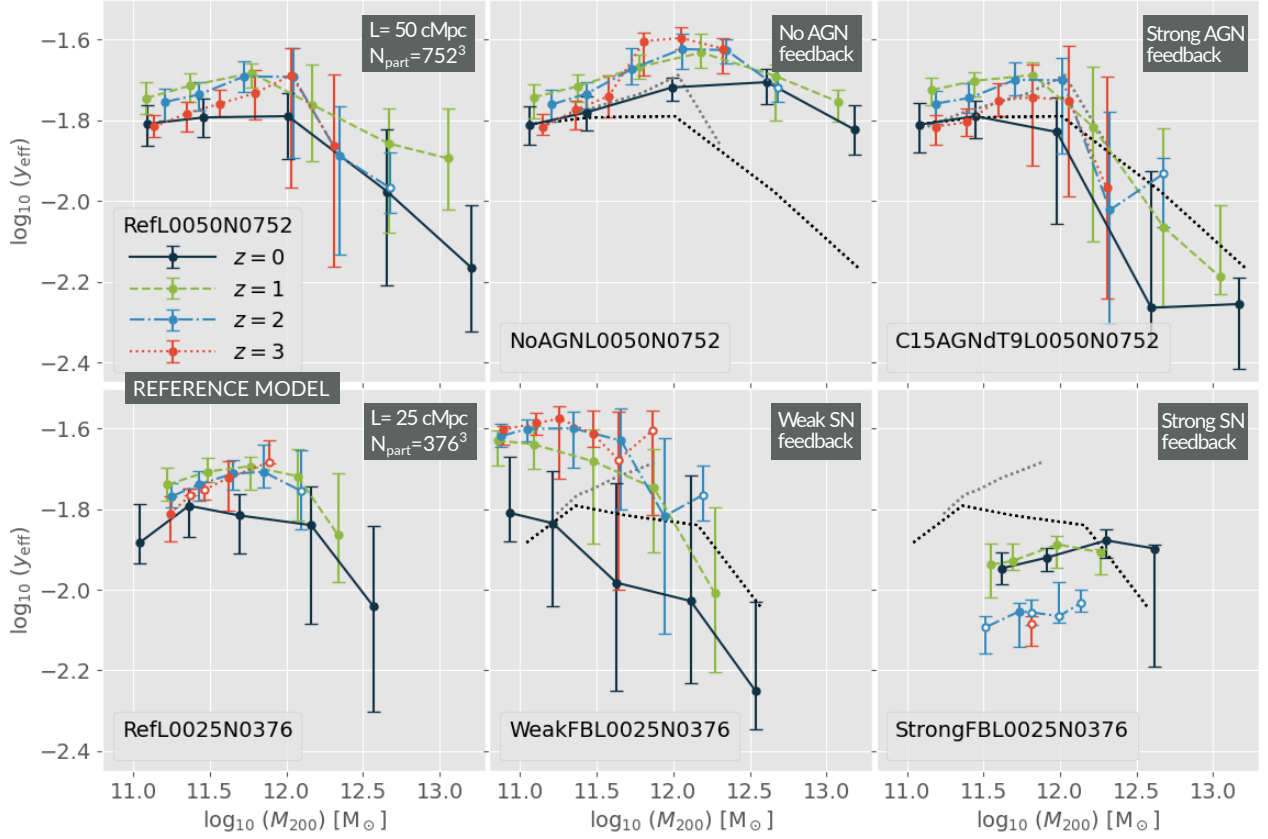


Figure 2: Median  $M_{200} - y_{\text{eff}}$  relation since  $z = 3$  to  $z = 0$  obtained from EAGLE simulations. Error bars represent the 25th and 75th percentiles. White circles depict bins with less than 5 elements. Dotted lines in centre and right panels outline  $z = 0$  and  $z = 3$  median relations from the reference model. *Top panels* study the effects of active galactic nuclei (AGN) feedback. *Bottom panels* evaluate the effects of varying supernova (SN) feedback efficiency.

ciency is studied in the lower panels of Fig. 2. Significant changes can be seen both, at high and low masses, where weaker SN efficiency leads to larger scatter. We also note that, in the case of a stronger SN feedback, halos with higher  $M_{200}$  are required to form galaxies with stellar masses  $> 10^9 M_{\odot}$ , as those selected in our samples. Interestingly, the weak and strong SN feedback modes predict opposite median evolutions for  $y_{\text{eff}}$  at a given  $M_{200}$ , while an intermediate behaviour is found for the reference model. We leave the analysis of the origin of the obtained trends for a future work.

## 5. Conclusions

The preliminary results presented in this work suggest that effective yields could be key observational quantities to evaluate the impact of feedback events as a function of mass and redshift. In particular, feedback processes seem to affect not only the shape but also the scatter and evolution of the relation between effective yields of galaxies and host halo masses.

More details about this work will be presented in a forthcoming article (Zerbo et al., in prep.)

*Acknowledgements:* MCZ thanks the Asociación Argentina de

Astronomía for providing a grant, which partially support this project. LJZ and MEDR acknowledge support from PIP 112-201501-00447 of CONICET and UNLP G151 of UNLP (Argentina). We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The eagle simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility ([www.dirac.ac.uk](http://www.dirac.ac.uk)). The equipment was funded by BEIS capital funding via STFC capital grants ST/P002293/1, ST/R002371/1 and ST/S002502/1, Durham University and STFC operations grant ST/R000832/1. DiRAC is part of the National e-Infrastructure.

## References

- Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
- De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354
- Edmunds M.G., 1990, MNRAS, 246, 678
- Lara-López M.A., et al., 2010, A&A, 521, L53
- Lara-López M.A., et al., 2019, MNRAS, 490, 868
- Mannucci F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115
- Planck Collaboration, 2015, A&A, 594, A13
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- The EAGLE team, 2017, arXiv e-prints, arXiv:1706.09899



# Statistical analysis of global properties of galaxies in the direction of the Fornax cluster with S-PLUS

J.P. Calderón<sup>1,2</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup>, E.V.R. de Lima<sup>3</sup>, A.R. Lopes<sup>4</sup>,  
F. Almeida-Fernandes<sup>3,5</sup> & C. Mendes de Oliveira<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Brasil*

<sup>4</sup> *Observatorio Nacional, Brasil*

<sup>5</sup> *Community Science and Data Center/NSF's NOIRLab, Estados Unidos*

Contact / [jpcalderon@fcaglp.unlp.edu.ar](mailto:jpcalderon@fcaglp.unlp.edu.ar)

**Resumen** / En el marco del Proyecto Fornax de la colaboración S-PLUS (S+FP por sus siglas en inglés), analizamos la población de galaxias en la dirección del cúmulo de Fornax ( $D \approx 20$  Mpc). Contamos con 23 campos de  $1.4^\circ \times 1.4^\circ$  que cubren la posición espacial proyectada de 999 galaxias de Fornax previamente reportados en la literatura. 244 de estas galaxias fueron identificadas en los campos de S-PLUS con fotometría confiable en las 12 bandas ópticas del relevamiento. Obtuvimos, además, los parámetros estructurales y fotométricos de  $\approx 3 \times 10^5$  galaxias detectadas en dichos campos. En este trabajo presentamos resultados preliminares de la caracterización de la población de galaxias del cúmulo de Fornax con respecto a la población de galaxias de fondo. Entre otros objetivos, esperamos que dicha caracterización provea criterios fotométricos para identificar nuevos candidatos a ser galaxias miembro del cúmulo.

**Abstract** / In the context of the S-PLUS Fornax Project (S+FP), we analyze the galaxy population in the direction of the Fornax cluster ( $D \approx 20$  Mpc). We have 23 fields of size  $1.4^\circ \times 1.4^\circ$ , covering the projected positions of 999 Fornax galaxies reported in the literature. 244 of those galaxies are detected with confident photometry in our fields which were observed simultaneously in 12 photometric bands. Besides those of Fornax galaxies, we obtained confident structural and photometric parameters for  $\approx 3 \times 10^5$  additional galaxies detected in our fields. In this work we present preliminary results on the characterization of the galaxy population of the Fornax cluster with respect to the background galaxy population. Among other goals, we expect that such a characterization provides photometric criteria to identify new candidate members of the cluster.

*Keywords* / surveys — methods: observational — galaxies: clusters: individual (Fornax) — galaxies: general

## 1. Introduction

The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) aims at mapping 9300 squared degrees of the southern sky using 12 photometric bands in the optical range: 5 broad bands similar to those used by the Sloan Digital Sky Survey (SDSS; ugriz) and 7 narrow bands tracing specific spectral features ([OII], Ca H+K, H $\delta$ , G-band, Mgb triplet, H $\alpha$  and Ca triplet). That goal will be achieved performing 5 sub-surveys: the Main Survey (MS), the Ultra-Short Survey (USS), the Galactic Survey (GS), the Marble Field Survey (MFS) and the Variability Fields Survey (VFS). For details about S-PLUS and its sub-surveys, we refer the reader to Mendes de Oliveira et al. (2019).

In the context of the MS, 23 S-PLUS fields were observed in the region of the Fornax cluster and a project aimed at performing the analysis of Fornax using those data (the S-PLUS Fornax Project; hereafter S+FP) started in 2020 (Smith Castelli et al., 2021). In this work we present preliminary results on the analysis of photometric and structural parameters of a sample of galaxies in the direction of the Fornax cluster performed in the context of the S+FP. As typical photo- $z$  errors obtained

using S-PLUS data are 2-3 times greater than the Fornax mean redshift ( $\sigma_z = 0.02 - 0.03$ ,  $\langle z \rangle_{\text{Fornax}} \sim 0.005$ ; Lima et al. 2022), it is not possible to identify new Fornax members from photo- $z$ s. However, characterizing the galaxy population of Fornax from the background using the 12-bands photometry of S-PLUS, might allow us to establish photometric criteria to identify new Fornax members. Through out this contribution we will consider  $(m - M) = 31.51$  for Fornax (Blakeslee et al., 2009) and we will assume  $H_0 = 70.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (Komatsu et al., 2009).

## 2. Data

As part of the S+FP, we have calibrated photometry and structural parameters for  $\sim 663000$  objects detected in the 23 S-PLUS Fornax fields using SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996). We further refer to this sample as the full sample. In addition, we compiled 1057 galaxies reported in the literature as Fornax members or candidates among which 999 are placed in our fields. The rest of the objects (58 galaxies) are in sky regions not yet observed by S-PLUS. All these galax-

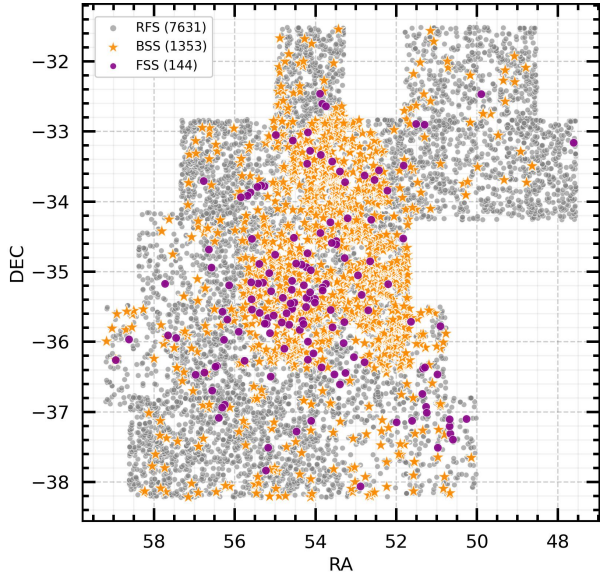


Figure 1: Spatial distribution of the restricted full sample (RFS; grey), the background spectroscopic sample (BSS; orange) and the Fornax spectroscopic sample (FSS; violet). These are the three galaxy samples used in our analysis.

ies were visually inspected one by one in the aperture images obtained from SEXTRACTOR in order to check their correct detection in our images (that is, that SEXTRACTOR apertures are well centered in the objects and properly cover the extension of the objects). Only those galaxies with reliable apertures and, as a consequence, with reliable S-PLUS photometry, will be considered in our study. From our visual inspection, we obtained a galaxy sample of 244 galaxies reported in the literature with confident S-PLUS photometry and we will refer to those galaxies as our Fornax cluster sample (FCS). 144 of those galaxies are spectroscopically confirmed Fornax members ( $600 \text{ km s}^{-1} < cz < 3000 \text{ km s}^{-1}$ , Maddox et al. 2019) and we will refer to this spectroscopic sample as our Fornax spectroscopic sample (FSS).

In order to discriminate unresolved sources from extended ones in the full sample, we used `CLASS_STAR`  $< 0.5$  from SEXTRACTOR in the S-PLUS gri bands. The calibrated photometric errors of the FCS were also used to filter the full sample to discard spurious detections. From these criteria, we obtained a restricted full sample (RFS) of 7631 objects. Among them, 1353 are spectroscopically confirmed background galaxies and we will refer to this sub-sample as our background spectroscopic sample (BSS). In Figure 1, we show the projected spatial distribution of the RFS (grey), the BSS (orange) and the FSS (violet) which are the three galaxy samples analyzed in this work, while in Figure 2 we show the location of the three samples in the color-magnitude diagram (CMD). From the CMD it can be seen that the FSS define a tight sequence in comparison to the distribution of the BSS.

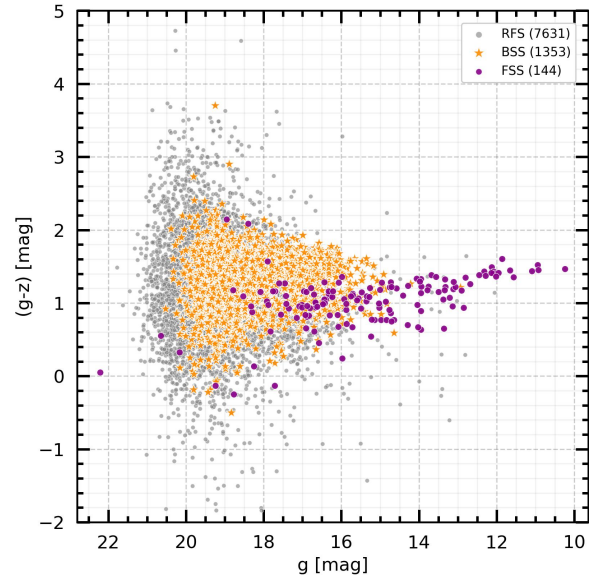


Figure 2: Colour-magnitude relation of the RFS, the BSS and the FSS. It can be seen that spectroscopic confirmed members of the Fornax cluster define a tight color-magnitude relation in comparison with spectroscopically confirmed background galaxies. The color code is the same as in Figure 1.

### 3. Results

It is well known that the color-magnitude relation of galaxy clusters can be used as a membership criteria to identify new cluster members (see, for example, Chiboucas et al. 2010 for the Coma cluster). Using the 12-bands photometry provided by S-PLUS, we aim at characterizing the galaxy population of the Fornax cluster from the background in order to establish additional photometric criteria to identify new Fornax members. To achieve our goal, we plan to use all the geometric and photometric parameters measured by SEXTRACTOR. Among others, they include magnitudes and effective radius ( $r_e^*$ ) that will be used simultaneously to build membership criteria avoiding selection effects.

In Figure 3 we present four panels showing separately the spatial projected distribution of the FSS and BSS, and the histograms where their similarities and differences can be seen. The big circles on the left of each panel, and the bars in the histograms, correspond to the FSS, while the stars on both plots correspond to the BSS. The top panels display the distribution of absolute (*left*) and apparent (*right*) r-band magnitudes while the bottom panels correspond to absolute (*left*) and apparent (*right*)  $r_e$  in the r-band.

We can see that both samples are well separated in all those quantities. While the absolute parameters will allow us to characterize Fornax with respect to the background population, the apparent information will allow us to identify the values ranges expected for new Fornax candidates. As it can be seen from the top left panel of Figure 3, the FSS displays a broad and quite

\*FLUX\_RADIUS\_2 in SEXTRACTOR which is the radius enclosing 50% of the light of an object.

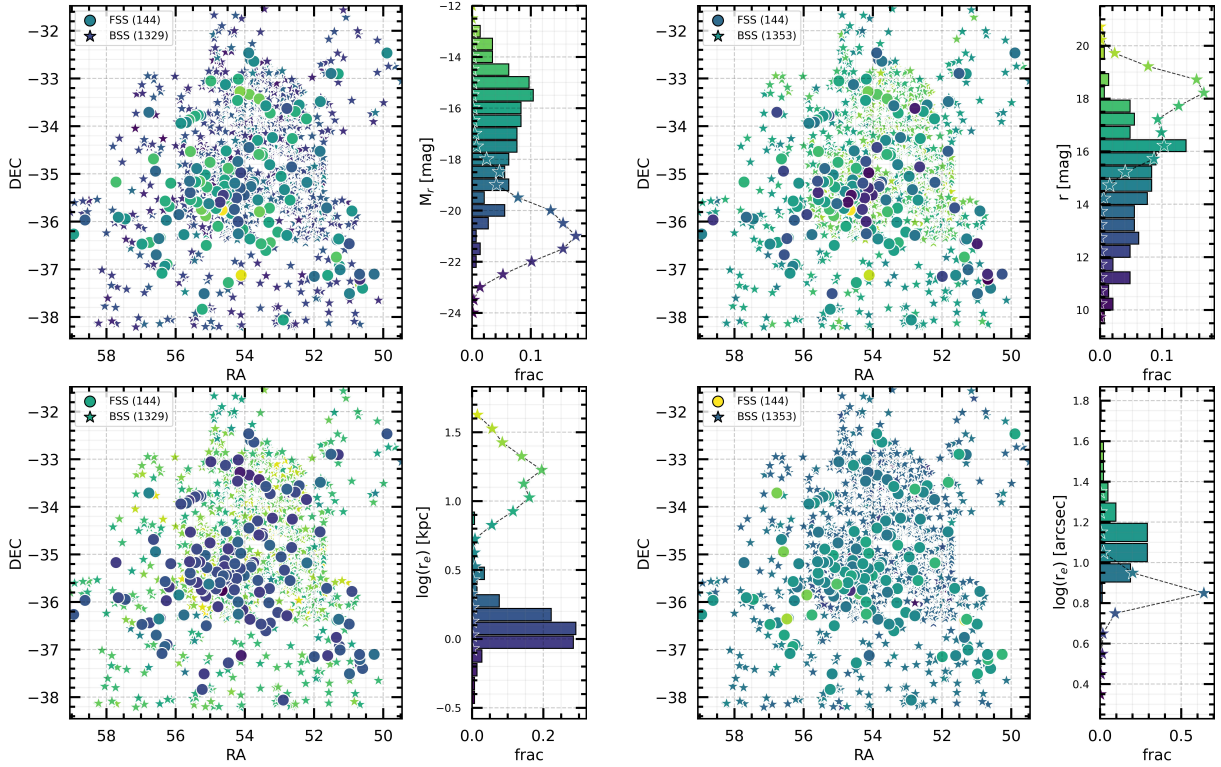


Figure 3: *Top panels:* Spatial projected distribution of the FSS and BSS colored according to the absolute (*left*) and the apparent (*right*) total (SEXTRACTOR auto) magnitudes in the  $r$ -band (see the histograms at the left of each panel). The big circles in the spatial distribution and the colored bars in the histograms correspond to the FSS. The BSS is shown as stars in both plots. *Bottom panels:* The same as the top panels but for absolute and apparent effective radius ( $r_e$ ).

homogeneous distribution in the range  $-22.5 \text{ mag} \lesssim M_r \lesssim -13.5 \text{ mag}$ , with a peak at  $M_r = -15 \text{ mag}$ , which corresponds to a typical brightness of dwarf galaxies. On the contrary, the BSS shows a tighter luminosity distribution in which most of the galaxies displays  $-24 \text{ mag} \lesssim M_r \lesssim -17 \text{ mag}$ , with a clear peak at  $M_r \approx -21 \text{ mag}$ , indicating that this population is dominated by luminous galaxies, as expected.

In the case of the apparent  $r$ -band luminosity (top right panel of Figure 3), the FSS shows a clear peak at  $r \approx 16.5 \text{ mag}$ , while the BSS have a peak at a fainter magnitude  $r \approx 18.5 \text{ mag}$ . In a search of new Fornax members, objects with  $r > 18 \text{ mag}$  should be considered with caution as galaxies with those brightnesses and radial velocities all lie in the background. However, other parameters should be analyzed before rejecting those objects as likely Fornax members.

In that sense,  $r_e$  could be a helpful parameter. From the bottom left panel of Figure 3, we can see that the FSS displays a tight distribution around a peak of  $\log(r_e) \approx 0.1$  or  $r_e \approx 1.2 \text{ kpc}$ , a behaviour that it was observed in other galaxy clusters like Virgo (Smith Castelli et al., 2013). On the contrary, the BSS is dominated by larger galaxies with a broader distribution where most of the objects display  $0.8 \lesssim \log(r_e) \lesssim 1.6$  or  $6.3 \text{ kpc} \lesssim r_e \lesssim 39.8 \text{ kpc}$ . In apparent sizes, Fornax is located in the range  $1.0 \lesssim \log(r_e) \lesssim 1.8$  or

$10 \text{ arcsec} \lesssim r_e \lesssim 63 \text{ arcsec}$  while the background depicts mainly  $0.6 \lesssim \log(r_e) \lesssim 1.2$  or  $4 \text{ arcsec} \lesssim r_e \lesssim 16 \text{ arcsec}$ . Therefore, from the plots presented in Figure 3, we could say that, at first order, bona-fide Fornax candidate members should be searched within the objects displaying  $9 \text{ mag} \lesssim r \lesssim 18 \text{ mag}$  and  $10 \text{ arcsec} \lesssim r_e \lesssim 63 \text{ arcsec}$ .

*Acknowledgements:* We thank the anonymous referee for helping us to improve this work. S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina. This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación and Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

## References

- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Blakeslee J.P., et al., 2009, ApJ, 694, 556
- Chiboucas K., et al., 2010, ApJ, 723, 251
- Komatsu E., et al., 2009, ApJS, 180, 330
- Lima E.V.R., et al., 2022, Astron. Comput., 38, 100510
- Maddox N., et al., 2019, MNRAS, 490, 1666
- Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
- Smith Castelli A.V., et al., 2013, ApJ, 772, 68
- Smith Castelli A.V., et al., 2021, BAAA, 62, 180





# Unveiling the origin of the bulge of M81 with spectroscopic observations and the TNG50 simulation

I.D. Gargiulo<sup>1,2</sup>, J.P. Caso<sup>1,2,3</sup>, C. Escudero<sup>1,2,3</sup>, L. Sesto<sup>1,2,3</sup>, A. Monachesi<sup>4</sup> & F.A. Gómez<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Investigación Multidisciplinaria en Ciencia y Tecnología, Universidad de La Serena, Chile

Contacto / gargiulo@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Presentamos los aspectos principales de un estudio en proceso acerca del origen del bulbo de la galaxia espiral cercana M81 combinando datos espectrales, obtenidos a partir de observaciones de Gemini/GMOS-N, y las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas TNG50-1 de la colaboración IllustrisTNG. El bulbo de M81 es clasificado en la literatura como un bulbo clásico. Este tipo de bulbo es comúnmente asociado a un origen por fusiones galácticas. Sin embargo, la historia de fusiones tranquilas revelada por el halo estelar de M81 pone restricciones fuertes a este escenario. Colocamos cuatro ranuras largas que cubren la región central de M81 con una disposición tal que nos permitirá estudiar los perfiles radiales de edad, abundancias químicas y momentos de la distribución de velocidades en la línea de la visual (e.g., velocidad media, dispersión de velocidades) a diferentes latitudes galácticas. Definimos análogos a M81 en la simulación a partir de la relación entre la masa del bulbo y la masa del halo estelar acregado y encontramos tres galaxias simuladas que se muestran cerca de M81 en dicho diagrama. Los tres análogos de M81 muestran una fracción baja de estrellas acregadas dentro del bulbo definido a partir de consideraciones cinemáticas, indicando que las fusiones pueden no ser el mecanismo principal de construcción del bulbo de M81.

**Abstract** / We present the main remarks of an ongoing study about the origin of the bulge of the nearby spiral galaxy M81 combining spectral data, obtained using Gemini/GMOS-N observations, and the cosmological hydrodynamical simulation TNG50-1 of the IllustrisTNG collaboration. The bulge of M81 is classified in the literature as a classical bulge. This type of bulge is commonly linked to a merger origin. However, the quiet merger history revealed by the stellar halo of M81 puts strong constraints on this scenario. We placed four long-slits to cover the central region of M81 with such a disposition that will allow us to study radial profiles of ages, chemical abundances and the moments of the line-of-sight velocity distribution (e.g., mean velocity, velocity dispersion) at different galactic latitudes. We define M81 analogues in the simulation by means of a bulge mass - accreted stellar halo mass relation and find three simulated galaxies that lie close to M81 in such diagram. The three M81 analogues show low to negligible fractions of accreted stellar particles in their kinematically selected bulge, implying that mergers may not be the main mechanism for the build-up of M81's classical bulge.

*Keywords* / galaxies: individual (M81) — galaxies: bulges — methods: numerical — methods: observational

## 1. Introduction

Bulges of Milky Way (MW) mass galaxies in the local Universe show a wide range in their properties, suggesting diverse physical origins (Bell et al., 2017, B17 from now on). Thus, they represent an ideal laboratory to test bulge formation mechanisms in models in the context of the  $\Lambda$ -cold dark matter paradigm (Peebles, 2020, and references therein). Historically, bulges have been classified into two classes: classical bulges and pseudo-bulges (Kormendy & Kennicutt, 2004). Centrally concentrated classical bulges are usually considered to be the result of merger activity. However, it has been shown in the last years that the link between the formation of bulges in MW-sized galaxies and mergers is not trivial (B17, Gargiulo et al., 2019, 2022). B17 selected a sample of MW-mass galaxies with stellar masses in the range  $3 - 12 \times 10^{10} M_{\odot}$  and studied whether there was a relation between the merger history of these galaxies,

through the properties of their stellar haloes, and the bulge growth. They found that the bulge mass is not correlated with the accreted stellar halo mass for their sample of MW-mass galaxies, as it would be expected if mergers contribute proportionally to the formation of stellar haloes and bulges. A striking case that stands out in the sample of B17 is the galaxy M81. This particular galaxy has a bulge mass that is very large in relation to its stellar halo mass and its bulge is usually classified as classical. However, the quiet merger history revealed by the stellar halo of M81 (Smercina et al., 2020) puts strong constraints on the merger scenario as the main mechanism for growing its bulge. What drives the bulge mass growth in this galaxy? Here, we present preliminary results of a study about the origin of the bulge of the nearby spiral galaxy M81 combining spectral data, obtained using Gemini/GMOS-N observations, and the state-of-the-art cosmological magneto-hydrodynamical simulation TNG50-1.



Figure 1: Image of the nearby galaxy M81. Three long-slits were placed parallel to the major axis of the galaxy and one along the minor axis as shown with pink lines and a blue line, respectively.

## 2. Methodology

### 2.1. Observational set-up

Spectroscopic observations of the nearby galaxy M81 were obtained using Gemini/GMOS-N in long-slit mode. In Fig. 1 we show a DSS image of M81 with the positions of the four observed long-slits. Pink lines indicate the positions of three long-slits placed parallel to the major axis of the brightness distribution, and a blue line indicates the position of a fourth long-slit placed along to the minor axis of the brightness distribution. Currently, spectral data are being reduced and we expect to obtain age and abundance gradients (Fe/H, O/Fe, Mg/Fe), together with line-of-sight velocity moments, in order to compare with the properties of M81 simulated analogues.

### 2.2. The parent sample of MW/M31-like galaxies from TNG50-1

The illustrisTNG50 simulation (Nelson et al., 2019; Pillepich et al., 2019) is the highest resolution run of the IllustrisTNG project (Pillepich et al., 2018; Nelson et al., 2018; Naiman et al., 2018; Springel et al., 2018; Marinacci et al., 2018). We select M81 analogues from a sample of 287 MW/M31-mass galaxies from the TNG50-1 simulation defined by Gargiulo et al. (2022, G22 from now on). With a gas-cell resolution of  $\sim 8.5 \times 10^4 M_\odot$  and a periodic volume of  $L_{\text{box}} \sim 50$  cMpc, it represents an excellent opportunity to select a large sample of dynamically well-resolved MW/M31-mass galaxies in a variety of environments. The MW/M31-like galaxies were selected according two criteria: they must have a stellar mass that lie in the range  $[10^{10.5} - 10^{11.2}] M_\odot$  and have a disk morphology (see Sec. 2.2 in G22). M81 analogues used in this work fall within this definition, but are selected with a more stringent criterium from a bulge mass - accreted stellar halo mass diagram (see Sec. 3; Bell et al.,

2017; Gargiulo et al., 2019, and Gargiulo et al. 2022, in prep.). The idea behind this is to constrain the merger history of M81 analogues through the total accreted mass of their stellar haloes, while selecting simulated galaxies with similar bulge masses.

### 2.3. Photometric decomposition of simulated galaxies

We model the photometric bulge and disc of the MW/M31-like galaxies in our sample by a 2-component decomposition of their surface brightness profiles (SBP). The sum of a Sérsic function, that accounts for the bulge of the galaxy, and an exponential function, for the disc, is fitted to the SBP up to the optical radius of the simulated galaxies. In this work, we use the fitted parameters from G22 and refer the reader to the aforementioned article for more details about the fitting procedure and description of the resulting values of the parameters. Bulge masses are obtained in an equivalent manner than observed values. The bulge-to-total ratio (B/T) is derived by integrating the Sérsic component of the surface brightness profile of the galaxy and dividing the result by the integral of the summed fitted function to the whole SBP, up to the optical radius. Later on, we use the color dependent mass-to-light ratios from Bell et al. (2003) to obtain the stellar mass of the galaxy by means of the B-V color and K magnitude, and estimate the final bulge mass by multiplying it by B/T.

### 2.4. Kinematic bulge and accreted halo

In order to discriminate between the galactic bulge and halo components from the discs, from a kinematic point of view, we perform a kinematic decomposition based on the circularity of stellar particles. The circularity is defined as  $\epsilon = J_z/J(E)$  (Abadi et al., 2003), where  $J_z$  is the angular momentum component perpendicular to the disk plane of a stellar particle with orbital energy  $E$ , and  $J(E)$  is the maximum possible angular momentum for the given  $E$ , which corresponds to a circular orbit. Stellar particles with  $\epsilon > 0.7$  are considered disk particles. The remaining particles belong to the stellar halo or the kinematically selected bulge. If a stellar particle lies outside a spherical region of  $2 \times R_{\text{eff}}$  of the Sérsic component from the photometric decomposition (See Sec. 2.3), it belongs to the stellar halo. If they lie inside that region, the stellar particles with low circularity belong to the kinematic bulge. For the kinematically selected stellar halo and bulge, we further identify the *accreted* stellar particles (i.e., formed bound to satellite galaxies) and those formed in-situ (inside the virial radius of the host and not bound to any satellite galaxy). The accreted mass of the stellar haloes is defined as the sum of all the accreted stellar particles in the stellar halo region. It was shown that the accreted halo mass of simulated MW-like galaxies is correlated with the number and mass of the progenitors involved in its formation (Monachesi et al., 2019). Thus, the accreted stellar halo mass is assumed to be a good predictor of the galaxy's assembly history.

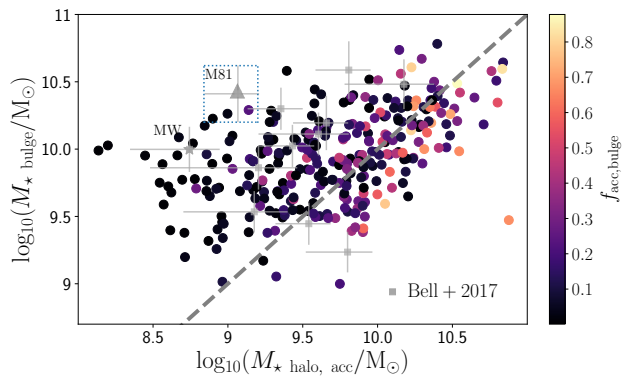


Figure 2: Bulge mass as a function of accreted stellar halo mass for the whole sample of MW/M31 galaxies, in circles. Grey symbols with error bars indicate the observational estimates from Bell et al. (2017). M81 analogues lie inside the dotted line box. The dashed grey line indicate the 1:1 correlation. Galaxies in this diagram show a large scatter, as in observations, indicating that other processes are involved in the build-up of photometric bulges, besides mergers. The color-coding represents the fraction of accreted stars in the kinematically selected bulge. Galaxies laying close to the 1:1 correlation show larger accreted fractions in the kinematically selected bulge. M81 analogues show low to negligible fractions of accreted stellar particles in their kinematic bulge. This figure is based on Gargiulo et al. 2022, in prep.

### 3. The possible non-merger origin of M81’s classical bulge

We show in Fig. 2 the bulge mass - stellar halo mass diagram for our sample of 287 MW/M31-like simulated galaxies, together with the observed values and errors from Bell et al. (2017), in grey squares. We highlight the observed estimate of M81 with a larger triangle and the observed value of the MW with a star, for reference. Bulge masses in this figure were computed mimicking the procedure to obtain the observed bulge masses, as described in Sec. 2.3. In dotted lines we show the box enclosing the observed range (considering errors) in accreted stellar halo mass and bulge mass of M81. Only three galaxies from our sample lie inside this range and are considered, therefore, M81-analogues. The symbols are color-coded according to the fraction of accreted stars in the kinematically selected bulge (see Sec. 2.4). We caution that this fraction of accreted stellar particles does not represent the fraction of accreted particles inside the photometric bulge, since both definitions are independent. However, combining both definitions allow us to gain useful insight on the formation mechanisms of bulges. Galaxies lying near the 1:1 correlation in this diagram, depicted by a dashed grey line, present higher accreted fractions, hinting towards a significant contribution from mergers to the origin of their bulges. The three M81 analogues inside the dotted-line box show low fractions of accreted stars. Two of them present negligible fractions below the ten percent, and

only one of them has an accreted fraction  $f_{\text{acc}} = 0.23$ . This implies that accretions may have not been the main driver for the build-up of the massive classical bulge of M81. Other mechanisms such as bars (G22), radial migration due to spiral arms (Sellwood & Binney, 2002) and gas compaction (Dekel & Burkert, 2014) are being investigated as possible main contributors to the build-up of M81 analogues in the simulation. This might help to explain, in turn, the complex history behind the formation of the bulge of M81. Finally, another aspect that could also help to constrain and disentangle the contributions of different channels involved in the formation of the inner region of M81 is the existence of a massive black hole with a low luminosity active galactic nucleus in its centre (Ho, 1999).

## 4. Summary

We select M81 analogues from the state-of-the-art TNG50-1 simulation according to their position in the bulge mass - accreted stellar halo mass diagram (Bell et al., 2017; Gargiulo et al., 2019, Gargiulo et al. 2022, in prep.) in order to constrain the assembly history of simulated galaxies. The fraction of accreted stellar particles formed in satellites in the kinematically selected bulges of M81 analogues are negligible or low, compared to galaxies that build their bulge mainly by mergers (Gargiulo et al. 2022, in prep). Other mechanisms driven by secular evolution like bars and strong spiral arms arise as possible main contributors to the formation of the classical bulge of M81. The comparison of spectroscopic observations with simulated data can shed some light to our understanding of a possible non-merger scenario for the formation of the classical bulge of M81.

## Referencias

- Abadi M.G., et al., 2003, ApJ, 591, 499  
 Bell E.F., et al., 2003, ApJS, 149, 289  
 Bell E.F., et al., 2017, ApJ, 837, L8  
 Dekel A., Burkert A., 2014, MNRAS, 438, 1870  
 Gargiulo I.D., et al., 2019, MNRAS, 489, 5742  
 Gargiulo I.D., et al., 2022, MNRAS, 512, 2537  
 Ho L.C., 1999, ApJ, 516, 672  
 Kormendy J., Kennicutt Robert C. J., 2004, ARA&A, 42, 603  
 Marinacci F., et al., 2018, MNRAS, 480, 5113  
 Monachesi A., et al., 2019, MNRAS, 485, 2589  
 Naiman J.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 1206  
 Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624  
 Nelson D., et al., 2019, MNRAS, 490, 3234  
 Peebles P.J.E., 2020, *Cosmology’s Century: An Inside History of our Modern Understanding of the Universe*  
 Pillepich A., et al., 2018, MNRAS, 473, 4077  
 Pillepich A., et al., 2019, MNRAS, 490, 3196  
 Sellwood J.A., Binney J.J., 2002, MNRAS, 336, 785  
 Smercina A., et al., 2020, ApJ, 905, 60  
 Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676



# The Taffy galaxy pair: optical and radio characterization of an interacting system

J. Saponara<sup>1</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>2,3</sup>, F.R. Faifer<sup>2,3</sup>, C.G. Escudero<sup>2,3</sup>,  
C. Mendes de Oliveira<sup>4</sup>, A.C. Krabbe<sup>5</sup> & P. Benaglia<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Brasil

<sup>5</sup> Departamento de Ciências Exatas e Tecnológicas, Universidade Estadual de Santa Cruz, Brasil

Contact / jsaponara@iar-conicet.gov.ar

**Resumen** / El par de galaxias Taffy UGC 12915/4 constituye un excelente ejemplo de una fusión rica en gas en curso. La evidencia sugiere que las dos galaxias experimentaron una colisión frontal hace  $25 - 30 \times 10^6$  años que originó un puente de gas atómico y molecular que conecta ambas galaxias. Dado que este sistema ha sido poco estudiado en el óptico y en el IR cercano, hemos comenzado un proyecto tendiente a caracterizar las propiedades de esta fusión en dicho rango espectral. Con tal objetivo hemos obtenido imágenes profundas del sistema Taffy utilizando el telescopio Gemini-Norte en las bandas  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$ ,  $H\alpha$  y  $H\alpha C$ . Nuestro objetivo inmediato es caracterizar las contrapartes ópticas de varias fuentes ultra-luminosas en rayos-X (ULXs), detectar cúmulos de estrellas, regiones extragalácticas de formación estelar e identificar galaxias de baja masa de origen tidal. Esperamos que esta información adicional ayude a comprender mejor los procesos físicos involucrados en las interacciones de las galaxias.

**Abstract** / The Taffy galaxy pair UGC 12915/4 constitutes an excellent example of an ongoing major gas-rich merger. Evidence suggests that the two galaxies experienced a head-on collision  $25 - 30$  Myr ago that raised an atomic and molecular gas bridge connecting both galaxies. This system has been poorly studied in the optical and near-infrared. Therefore, we observe the whole Taffy system with Gemini-North in  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$ ,  $H\alpha$ , and  $H\alpha C$  bands. We aim to characterise the optical counterparts of several Ultra Luminous X-ray sources (ULXs), detect star clusters, extragalactic star-forming regions, and identify low-mass galaxies of tidal origin. We expect that this additional information will help to better understand the physical processes involved in galaxy interactions.

**Keywords** / methods: observational — galaxies: individual (Taffy) — galaxies: interactions

## 1. Introduction

In hierarchical cosmological models, interactions, mergers and accretion drive galaxy formation and evolution. In this scenario, massive galaxies form through major and minor mergers which leave imprints in their structural properties such as stellar population gradients (Hirschmann et al., 2015 and references therein). These processes might have also originated part of the globular cluster (GC) populations of those galaxies (Harris, 2009), as demonstrated by the existence of young and intermediate-age GC in post-merger bright elliptical galaxies (e.g. Sesto et al., 2018; Escudero et al., 2022).

In the same hierarchical framework mentioned above, low-mass galaxies are the building blocks from which massive galaxies form (e.g. White & Frenk 1991; Kauffmann et al. 1997). This picture is supported by the large number of low-mass galaxies observed in groups and clusters in comparison with massive galaxies (e.g. Binggeli et al. 1988), and by the low metallicities found in some of them (e.g. Lagos et al. 2014 and references therein). However, the transformation of massive progenitors through environmental effects, such as galaxy

harassment or tidal stripping, is an alternative model for low-mass galaxy formation in dense environments (e.g. Penny & Conselice, 2008). In addition, it has been claimed that low-mass galaxies could be formed from the stellar and gaseous material pulled out in tidal interactions (e.g. Dabringhausen & Kroupa 2013; Duc et al. 2014).

The Taffy galaxy pair (UGC 12914; RA=00:01:38.32, DEC=+23:29:01.1 and UGC 12915; RA=00:01:41.93, DEC=+23:29:45.2, J2000), located at a distance of 62 Mpc (Appleton et al., 2015), constitutes an excellent example of an ongoing major gas-rich merger that can be completely imaged in a single Gemini field. A bridge of radio continuum emission between the galaxies was detected by Condon et al. (1993). Evidence suggests that the two galaxies experienced a head-on collision  $25 - 30$  Myr ago in a way that their stellar distribution remains almost undisturbed, while most of their gas was stripped into a bridge connecting both galaxies. There is more molecular and atomic gas ( $7 \times 10^9 M_{\odot}$ ) in the bridge than in the two galaxies combined (Braine et al., 2003; Gao et al., 2003; Zhu et al., 2007). Despite the considerable amount of fuel for the star for-

## The Taffy galaxy pair

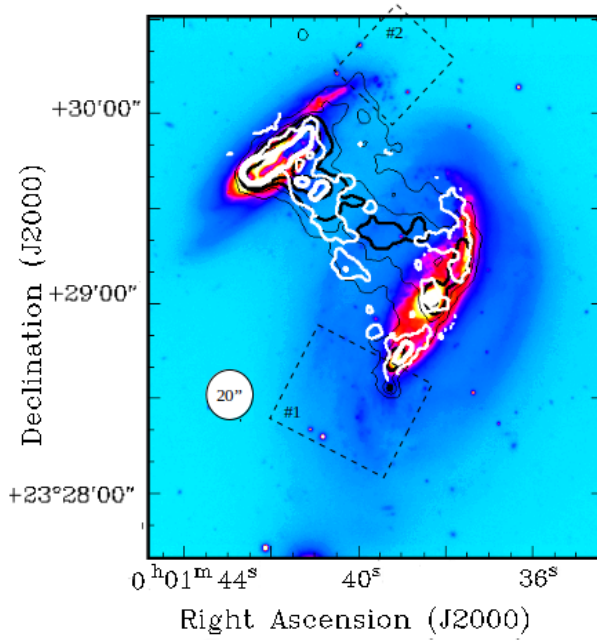


Figure 1: Gemini  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$  stacked image of the Taffy system. The black contours are showing the presence of the radio continuum at 1.49 GHz detected with the VLA, while the white contours depict the CO(1-0) emission detected with the IRAM telescope.

mation activity, the system is not a strong IR emitter ( $L_{IR} = 4.5 \times 10^{10} L_{\odot}$ , indicating a low star formation efficiency (Appleton et al., 2015). Although optical images show interesting sub-structures like rings and loops, the Taffy galaxies have been poorly studied in optical bands. Recent X-ray studies revealed the presence of nine Ultra Luminous X-ray sources (ULXs). The brightest one is found in the bridge, and it is associated with an extragalactic HI region (Appleton et al., 2015), while the other eight might be massive accreting black-holes ( $M_{BH} < 20 M_{\odot}$ ) associated with young star clusters (Zezas et al., 2007; Mineo et al., 2012).

In this contribution, we present the starting point of a study aimed at studying the Taffy galaxy system, complementing high-quality optical images with radio data. We expect that such study help to better understand the evolutionary path of the whole system and clarify the origin of several of their components.

## 2. Radio data

The Taffy galaxy pair was widely observed at radio frequencies through the years. Dressel & Condon (1978) observed the system at 2380 MHz using the Arecibo antenna. Some years later, Condon et al. (1993) published a detailed analysis using continuum and HI data, previously observed with VLA C configuration at 4.86 GHz and VLA B configuration at 4.86 GHz and 1.49 GHz. Datasets at 1.4 GHz were combined, achieving an r.m.s. of 0.03 mJy/beam and an angular resolution of 4.1 arcsec (Figure 1, white contours). To better understand the low star formation efficiency in the Taffy bridge, Vollmer et al. (2021) performed simulations and presented new

CO(1-0) observations of the Taffy system obtained with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. The r.m.s. of this CO observations is 5 mJy/beam and the angular resolution is 2.7 arcsec (see Figure 1, black contours).

## 3. Optical data

We have obtained deep  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$ , H $\alpha$  and H $\alpha$ C images of one field covering the whole Taffy galaxy system, with the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS; Hook et al., 2004) of GEMINI-North, (Program: GN-2020B-Q-109, PI: A. Smith Castelli). GMOS consists of three CCDs with  $2048 \times 4096$  pixels each, separated by 2.8 arcsec gaps, and with an unbinned pixel scale of  $0.0727$  arcsec pixel $^{-1}$ . The field of view (FOV) is  $5.5 \times 5.5$  arcmin. Figure 1 shows the  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$  stacked image in order to highlight the different features and low-brightness structures of the system. It is worth to be noticed that, up to date, optical investigations were carried out using images of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS;  $0.396$  arcsec pixel $^{-1}$ ). Here, we present the first steps of a study using higher-quality (FWHM  $\sim 0.45 - 0.70$  arcsec) deep optical Gemini-GMOS images.

## 4. Optical images inspection and preliminary results

Globular clusters and super star clusters are expected to be formed during the galaxy interactions, or soon after, as observed in the Antennae system (Johnson et al., 2015). Looking at the H $\alpha$  image of the Taffy system, we found the presence of several faint and bright star-forming regions, in the outskirts of both

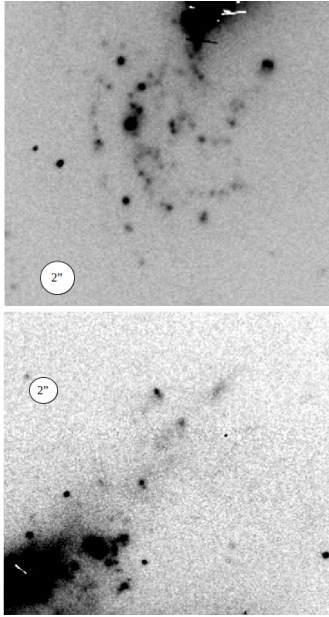


Figure 2: Gemini  $H\alpha$  image cutouts of the Taffy system. *Top panel:* the outskirts southern side of UGC 12914 (#1 RA=00:01:40, DEC=+23:28:24.4, J2000). *Bottom panel:* the outskirts northern side of UGC 12915 #2 RA=00:01:39.16, DEC=+23:30:16.4, J2000).

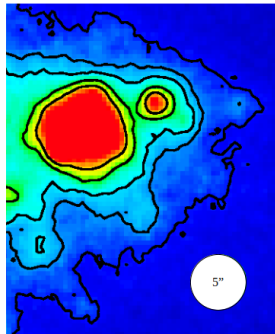


Figure 3: Gemini  $H\alpha$  image cutouts of the extragalactic HII region (X-HII, RA=00:01:40.9, DEC=+23:29:37.4, J2000). The  $H\alpha$  black contour levels are 1.6, 2.6, 3.6, 5.6, 7.6, in units of  $10^{-16}$  ergs $^{-1}$  cm $^{-2}$  arcsec $^2$ .

galaxies as well as in the bridge. In Figure 2, we show two of these regions. The outskirts of the southern side of the UGC 12914 galaxy (#1 RA=00:01:40, DEC=+23:28:24.4, J2000) and the outskirts of the northern side of UGC 12915 (#2 RA=00:01:39.16, DEC=+23:30:16.4, J2000). In particular, further analysis is required to determine if this latter region is linked or not to the galaxy. We also identified the extragalactic

HII region (X-HII, RA=00:01:40.9, DEC=+23:29:37.4, J2000, Appleton et al. (2015)), see Figure 3. The total flux of this HII complex, measured within 6.5'' aperture, is  $3.5 \times 10^{-14}$  ergs $^{-1}$  cm $^{-2}$ .

## 5. Future work

By performing photometry in all the observed bands, we expect that our images will allow us to detect young massive clusters and determine the properties of the HII regions that are already detected in our  $H\alpha$  image. We will complement our analysis with the HI and CO data for those regions where this information is available.

*Acknowledgements:* Based on observations obtained at the international Gemini Observatory, a program of NSF's NOIRLab, which is managed by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under a cooperative agreement with the National Science Foundation on behalf of the Gemini Observatory partnership: the National Science Foundation (United States), National Research Council (Canada), Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações (Brazil), and Korea Astronomy and Space Science Institute (Republic of Korea). This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación and Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

## References

- Appleton P.N., et al., 2015, ApJ, 812, 118  
 Binggeli B., Sandage A., Tammann G.A., 1988, ARA&A, 26, 509  
 Braine J., et al., 2003, A&A, 408, L13  
 Condon J.J., et al., 1993, AJ, 105, 1730  
 Dabringhausen J., Kroupa P., 2013, MNRAS, 429, 1858  
 Dressel L.L., Condon J.J., 1978, ApJS, 36, 53  
 Duc P.A., et al., 2014, MNRAS, 440, 1458  
 Escudero C.G., et al., 2022, MNRAS  
 Gao Y., Zhu M., Seaquist E.R., 2003, AJ, 126, 2171  
 Harris W.E., 2009, ApJ, 699, 254  
 Hirschmann M., et al., 2015, MNRAS, 449, 528  
 Hook I.M., et al., 2004, PASP, 116, 425  
 Johnson K.E., et al., 2015, ApJ, 806, 35  
 Kauffmann G., Nusser A., Steinmetz M., 1997, MNRAS, 286, 795  
 Lagos P., et al., 2014, A&A, 569, A110  
 Mineo S., Gilfanov M., Sunyaev R., 2012, MNRAS, 419, 2095  
 Penny S.J., Conselice C.J., 2008, MNRAS, 383, 247  
 Sesto L.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 478  
 Vollmer B., et al., 2021, A&A, 647, A138  
 White S.D.M., Frenk C.S., 1991, ApJ, 379, 52  
 Zezas A., et al., 2007, ApJ, 661, 135  
 Zhu M., et al., 2007, AJ, 134, 118

# Photometric and Morphological Analysis of Fornax Galaxies through S-PLUS

A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup>, A.R. Lopes<sup>3</sup>, A. Cortesi<sup>4,5</sup>, P. Dimauro<sup>3</sup>, R. Cid Fernandes<sup>6</sup>, G. Lucatelli<sup>7,8</sup>,  
C. Mendes de Oliveira<sup>8</sup>, F. Almeida-Fernandes<sup>8,9</sup>, J.T.S.C. Batista<sup>6</sup>, D. Brambila<sup>5</sup>, S. Dhiwar<sup>10</sup>,  
P.A.A. Lopes<sup>5</sup> & K. Saha<sup>10</sup>

<sup>1</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Observatorio Nacional, Brasil*

<sup>4</sup> *Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Brasil*

<sup>5</sup> *Observatorio do Valongo, UFRJ, Brasil*

<sup>6</sup> *Departamento de Física, UFSC, Brasil*

<sup>7</sup> *Jodrell Bank Centre for Astrophysics, The University of Manchester, Reino Unido*

<sup>8</sup> *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Brasil*

<sup>9</sup> *Community Science and Data Center/NSF's NOIRLab, Estados Unidos*

<sup>10</sup> *The Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics, India*

Contact / [asmith@fcaglp.unlp.edu.ar](mailto:asmith@fcaglp.unlp.edu.ar)

**Resumen** / El análisis fotométrico y morfológico de las poblaciones de galaxias en cúmulos provee información valiosa acerca del estado evolutivo del cúmulo al que pertenecen. Asimismo, permite comprender la influencia del medioambiente en las propiedades observadas de las galaxias y, como consecuencia, sus caminos evolutivos. En esta contribución presentamos los primeros pasos en el análisis fotométrico y morfológico de las galaxias del cúmulo de Fornax utilizando datos de S-PLUS. Esperamos que el novedoso conjunto de filtros y la cobertura de campo amplio de S-PLUS nos permita obtener nueva información acerca de Fornax y de su población de galaxias.

**Abstract** / The photometric and morphological analysis of galaxies in clusters provides invaluable information regarding the evolutionary stage of the cluster itself. In addition, it helps to understand how the environment affects the properties of the galaxies and, as a consequence, their evolutionary path. In this contribution we present the first steps on the photometric and morphological analysis of galaxies in the Fornax cluster using S-PLUS data. We expect that the S-PLUS novel filter set and wide field coverage allow us to obtain new information about Fornax and its galaxy population.

**Keywords** / surveys — methods: observational — galaxies: clusters: individual (Fornax) — galaxies: general

## 1. Introduction

The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) aims at mapping  $\sim 9300$  deg<sup>2</sup> of the southern sky in the 5 broad-bands of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) and 7 narrow-bands tracing specific spectral features such as [OII], H $\delta$  and H $\alpha$  among others. One of the goals of S-PLUS is to deliver regular data releases. DR1, DR2 are currently available\* and DR3 was recently announced. All the information related with the survey can be found in Mendes de Oliveira et al. (2019).

Fornax is the second nearby rich galaxy cluster after Virgo and it is observable from the South. Though highly studied, it has never been analyzed simultaneously in 12 photometric optical bands. One of the projects within the S-PLUS collaboration is the S-PLUS Fornax Project (S+FP) which aims at analyzing the galaxy and globular cluster population of Fornax using S-PLUS data (Smith Castelli et al., 2021). It is expected that such a project provides new and valuable information on the cluster. In this contribution we

briefly present some of the topics that will be developed in the framework of the S+FP.

## 2. Emission lines in different galaxy types

At the distance of the Fornax cluster, [OII] and H $\alpha$  emission lines fall within the S-PLUS narrow-band filters J0378 and J0660, respectively. The presence of these lines are identified by an excess in colors ( $u - J0378$ ) and ( $r - J0660$ ), respectively. Figure 1 presents three examples of Fornax galaxies with emission.

Based on a sample of 258 objects, which are a cross-match between literature members of Fornax and S-PLUS observations, we perform a first selection of [OII] and H $\alpha$  emitters. We find 130 sources with excess in ( $u - J0378$ ) and/or ( $r - J0660$ ) colors. The spatial distribution of the 258 Fornax galaxies with confident S-PLUS photometry depicting in green the emitters, is shown in Figure 2. The bar plot in the bottom left of that figure indicates that most emitters are early-type galaxies. That is an interesting result that will be further developed in future papers.

\*<https://splus.cloud/documentation/databreleases>

However, we still need to refine the selection of the emitters, as many of those objects display a high red continuum that can strongly influence the detection of the emission. In addition, we realized that S-PLUS total magnitudes might not be efficient to properly hint the presence of emission in galaxies at the distance of Fornax. A deeper analysis considering the size and morphology of the galaxy is ongoing.

Once the emitters list is concluded, we will derive the emission line fluxes following the *Three Filter Method* (e.g. Pascual et al., 2007; Vilella-Rojo et al., 2015), and then estimate the star formation rates (e.g. Kennicutt, 1998). Our goal is to establish a connection between the emitters and the different morphological types, so we can trace the star formation activity in Fornax galaxies and find additional information about the cluster evolution.

### 3. Spectral fitting and non-parametric star formation histories of Fornax galaxies

One of the topics to be developed within the S+FP is that of spectral fitting and the analysis of the star formation histories of the galaxies in the cluster. The top panel of Figure 3 shows the 12-band S-PLUS photometric spectrum (hereafter, S-spectrum) of FCC 43, a spectroscopically confirmed member of the Fornax cluster, (black points) and the AlStar fit (red lines). Orange lines show fits to 100 perturbed versions of the data. The pink line in the background shows the best fit model spectrum in high resolution. The non-parametric star formation history (SFH) is modeled as a linear combination of stellar populations of 9 ages ( $0 < t < 14$  Gyr) and 5 metallicities (from 1/3 to 3 solar). Emission lines are accounted for in the fits as well.

In the bottom panel of Figure 3, the non-parametric SFH of FCC 43 is shown as cumulative flux (blue) and mass (red) curves, ranging from 0 at  $t = 0$  to 1 at  $t = 14$  Gyr ago. The blue and red bands represent ranges of possible solutions, as obtained from Monte Carlo runs. The dashed lines indicate the best fit to the observed data, while the dotted ones trace the mean solution of the simulated spectra. Most of the stellar mass in FCC 43 reside in old populations. Stars younger than 1 Gyr also seem to be present, with a  $\sim 25\%$  contribution in light but very little mass. Emission lines are essentially absent in this galaxy, as seen by the equivalent widths listed at the bottom of the plot (Batista, 2021).



Figure 1: From left to right,  $200 \times 200$  pixel<sup>2</sup> images in four S-PLUS photometric bands of ESO 357-7, FCC 35 and LEDA 4080439. The green color display the contribution of J0660 ( $H\alpha$ ), while the blue color combines the  $u$  and J0378 ([OII]) bands. The red color comes from the  $r$  filter. The blue-green regions correspond to star-forming regions.

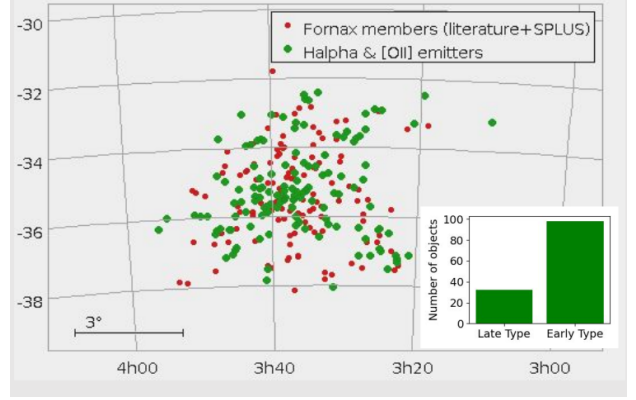


Figure 2: Spatial distribution of 258 Fornax members from the literature observed with S-PLUS. In green, we depict the 130 [OII] and  $H\alpha$  emitters. The number of early and late-type galaxies with emission is shown in the inner bar plot.

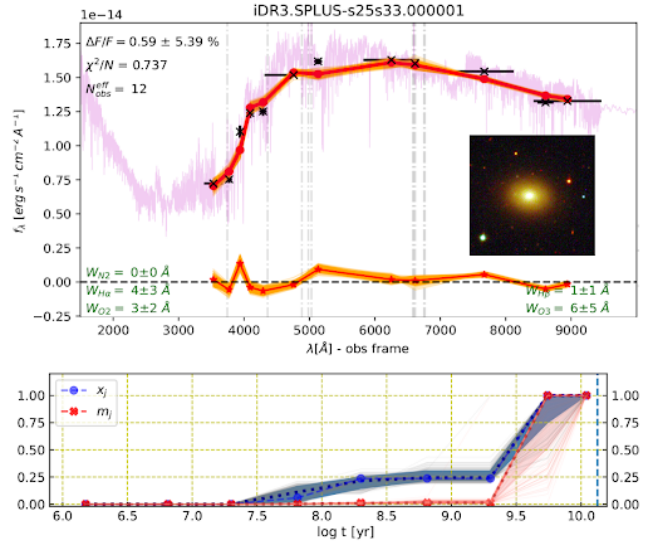


Figure 3: *Top panel:* Example of spectral fitting with AlStar. The fit was performed on the S-spectrum of FCC 43, a spectroscopically confirmed member of the Fornax cluster (small inset). *Bottom panel:* The non-parametric SFH of FCC 43 is shown. See details in the text.

### 4. Effect of the environment on galaxy evolution

What are the main mechanisms that shape or have shaped galaxies to make them appear with the great variety of morphologies that we observe today, is one of the main open questions in astrophysics. It has been widely discussed whether and how the environment drives such evolution. Nowadays, there is general consensus on its importance. Indeed, structural properties as well as star formation activity of galaxies that reside in high density environments, as clusters or groups, are found to differ from the ones of the field counterpart (Dressler, 1980; Balogh et al., 2004). The Fornax cluster is one of the largest structure in the local Universe. Moreover, it is composed by a set of galaxies that present a large va-



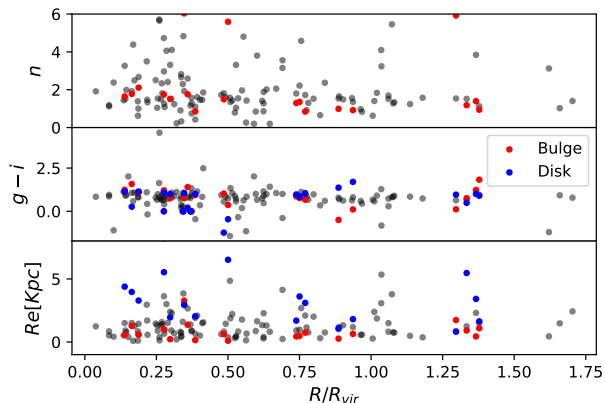


Figure 4: Radial distribution of structural and stellar properties of galaxy members. *Top panel:* Radial distribution of the Sérsic Index. *Mid and Bottom panels:* Radial distribution of, respectively, half-light sizes and  $g-i$  colors of galaxies members but also of their internal components (bulges and discs).

riety of proprieties, a characteristics that makes Fornax one of the best mediums to investigate the role of the environment on the evolution of galaxies.

Figure 4 shows the radial distribution of structural and stellar properties of galaxy members, with the aim of finding signatures of the environment. Galaxy models were recovered running Galapagos-2 (Häußler et al., 2013) over the entire set of filters of S-PLUS. If the over-density, related to the center of the cluster, is playing a major role affecting the evolution galaxies within it, a gradient is expected in the radial distribution of both morphology and stellar properties. Results from Figure 4 underline a weak correlation between galaxy properties and the position of the galaxy in the cluster, suggesting that the environment is not the major driver in their evolution.

## 5. Blue Elliptical galaxies

Elliptical (E) galaxies present a smooth ellipsoidal morphology, reflecting the random and often very elongated orbits of their constituent stars. Generally, E galaxies live in the densest regions of the Universe (Dressler, 1980), i.e. in the centre of clusters and groups, and are characterised by an old stellar population, rendering their integrated colour red. Yet, blue E galaxies have been discovered (Suraj Dhivar et al. in prep.) and their formation is still unknown. At the same time, they are a precious piece to compose the puzzle of galaxy formation and evolution. In fact, they might be the result of recent star formation, induced either from the environment the galaxy live in, or accretion. Of particular interest is studying their location in galaxy clusters, as the Fornax cluster. In this pilot study, we used a colour magnitude diagram built from S-PLUS photometry (see top left panel of Figure 5) and a colour-colour diagram ( $g-r$  vs  $r-i$ ), to identify blue E galaxies in Fornax (note that the morphology is from the literature). Then, we visually inspected all the selected objects cre-

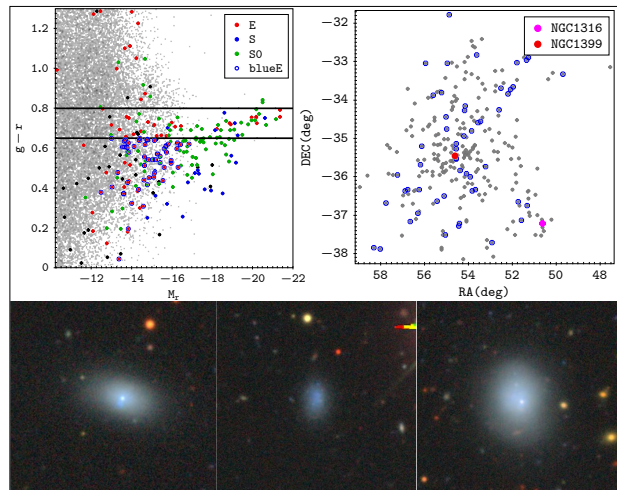


Figure 5: *Top left panel:* colour-magnitude diagram of galaxies in this study, colour coded according to their morphology. The grey dots show S-PLUS sources with high probability of being galaxies. *Top right panel:* spatial distribution of the blue Es as well as the location of NGC 1316 and NGC 1399, the two dominant galaxies of Fornax. *Bottom panels:* Some examples of blue Es in Fornax.

ating  $gri$  colour images from *The DESI Legacy Imaging Surveys*\*\* , which has a higher resolution than S-PLUS (see the bottom panel in Figure 5 for three examples). In the top right panel, we show the position of the galaxies within Fornax: blue E galaxies are depicted as dark blue dots and the location of the two brightest galaxies of the cluster (NGC 1316 and NGC 1399) is marked with a magenta and red dot, respectively. It is possible to see that some blue Es are located in the region between the two main Fornax sub-structures dominated by NGC 1316 and NGC 1399. That might suggest that, in those cases, the star formation could originate in the merger of the two sub-structures.

*Acknowledgements:* We thank the anonymous referee for her/his report that helped to improve the content of this contribution. S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina. This work was funded with grants from FAPESP, CONICET, Agencia I+D+i and Universidad Nacional de La Plata.

## References

- Balogh M.L., et al., 2004, ApJL, 615, L101
- Batista J.T.S.C., 2021, MSc thesis, Universidade Federal de Santa Catarina
- Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
- Häußler B., et al., 2013, MNRAS, 430, 330
- Kennicutt Robert C. J., 1998, ARA&A, 36, 189
- Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
- Pascual S., Gallego J., Zamorano J., 2007, PASP, 119, 30
- Smith Castelli A.V., et al., 2021, BAAA, 62, 180
- Vilella-Rojo G., et al., 2015, A&A, 580, A47

\*\*<https://www.legacysurvey.org/>



# Insight into the physical processes that shape the metallicity profiles in galaxies

B. Tapia<sup>1</sup>, P.B. Tissera<sup>1, 2</sup>, E. Sillero<sup>3</sup>, C. Casanueva<sup>1</sup>, S. Pedrosa<sup>4</sup>, L. Bignone<sup>4</sup>, R. Dominguez Tenreiro<sup>5</sup> & N. Padilla<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile

<sup>2</sup> Centro de Astro-Ingeniería, Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>5</sup> Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid, España

Contact / brian.tapia@uc.cl

**Resumen** / Los perfiles radiales de abundancia en galaxias son el resultado de interacciones complejas entre una variedad de procesos físicos tales como *inflows/outflows* de gas, SN/AGN *feedback*, interacciones o fusiones de galaxias, etc. Modelos simples de formación *inside-out* predicen un gradiente negativo en la distribución radial de metales, pero observaciones muestran que, en perfiles de metalicidad de galaxias en el universo local, se encuentran significativas desviaciones a esta simple tendencia lineal. Usamos un *set* de simulaciones pertenecientes al proyecto CIELO para estudiar la forma de los perfiles de metalicidad en galaxias durante su proceso evolutivo. Dos eventos especiales fueron analizados y discutidos para ser presentados como contribución mural en contexto de la 63<sup>a</sup> Reunión Anual de la AAA.

**Abstract** / Radial abundance profiles in galaxies are the result of the complex interplays between a variety of physical processes such as gas inflows/outflows, SN/AGN feedback, galaxy mergers and interactions, etc. Simple inside-out formation models predict a negative gradient in the radial distribution of metals, but observations have provided evidence that significant deviations from a simple negative trend are found in the metallicity profiles of galaxies in the local universe. We used a set of simulations from the CIELO project to study the shape of the metallicity profiles in galaxies during its evolutionary process. Two special events were analyzed and discussed to be presented as a poster contribution at 63<sup>a</sup> Reunión Anual de la AAA.

**Keywords** / galaxies: abundances — galaxies: evolution — methods: numerical

## 1. Introduction

Chemical abundance profiles store information about the history of galaxy formation (Tinsley, 1980). These patterns and their evolution are the result of the complex interplays between a variety of physical processes such as gas inflows/outflows, SN/AGN feedback, galaxy mergers and interactions, etc (see, e.g, Maiolino & Mannucci, 2019). These processes can shape radial metallicity profiles (Tissera et al., 2019) generating different gradients and breaks (Diaz, 1989), even when an inside-out galaxy formation model predicts negative gradients as the central regions are enriched before galaxy outskirts (Searle, 1971; Peimbert, 1979). IFU observations in the past decade have provided evidence of such behaviour in nearby galaxies, finding a large variety of metallicity gradients and systematic deviations from a single linear profile (Belfiore et al., 2017; Sánchez-Menguiano et al., 2018).

We aim to reveal the relationships between the profile characteristics and the main events that participate in the formation of galaxies. To do this, we used a set of simulations of the Chemo-dynamIc propErties of gALaxies and the cOsmic web project, CIELO. We present the preliminary results of our work.

## 2. Simulations

Briefly, the CIELO suite is composed of zoom-in hydrodynamic simulations of different halos selected from a dark matter only run of a cosmological periodic cubic box of side length  $L=100 \text{ Mpc } h^{-1}$ , consistent with a  $\Lambda$ CDM universe model with  $\Omega_0 = 0.317$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.6825$ ,  $\Omega_B = 0.049$ ,  $h = 0.6711$ .

Galaxies are identified within the virial radius and the central ones are selected for analysis. We follow their merger trees to identify all accretion events. Then, for each selected galaxy in the redshift range  $z = [0, 1.2]$ , we calculate the metallicity radial profile of its star-forming gas, that mainly forms the disk component. We also calculate the stellar and gas mass, the star formation rate (SFR) and the half-mass radius ( $R_e$ ) of each galaxy.

## 3. Estimation of the Metallicity Gradients and SFR

We identify the star-forming gas in each galaxy, filtering by temperature ( $T < 20000 \text{ K}$ ) and circularity ( $J_z/J_{\max} > 0.5$ ) (Tissera et al., 2019). Then, we compute the oxygen abundance for the selected gas particles. Fig. 1 shows, in different epochs, the spatial distribu-

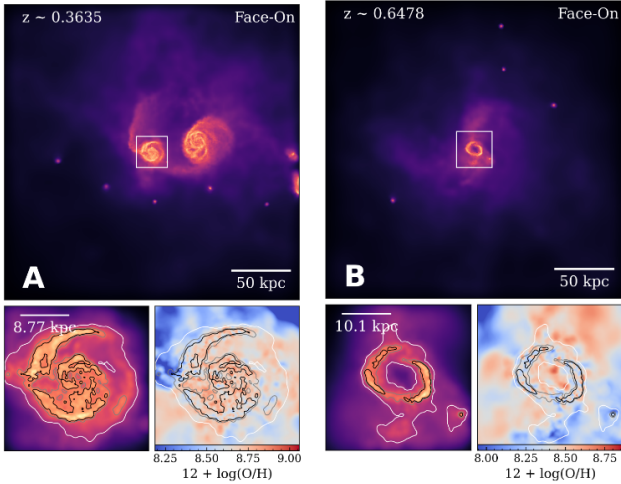


Figure 1: Face-on projections of the gas of galaxies during the events A (left) and B (right), centered in the main galaxy. Lower panels shows, respectively, density and oxygen abundance ( $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ ) maps in a  $3R_e$ -side box. Three arbitrary density contours are shown to represent morphology.

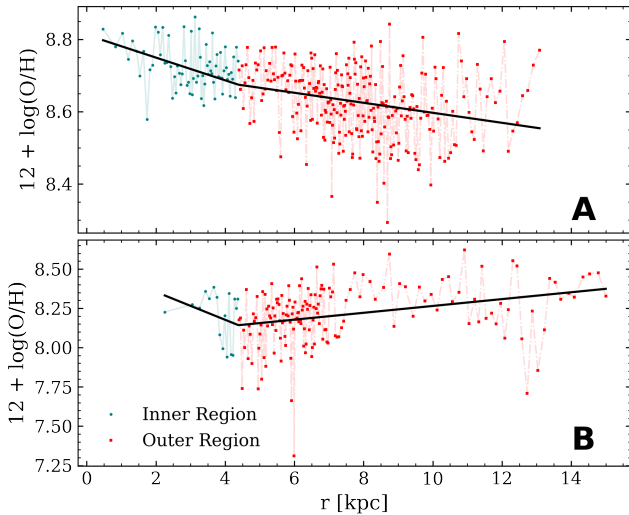


Figure 2: Metallicity profiles in moments A (upper panel) and B (lower panel). Data in inner and outer regions are plotted as blue dots and red squares, respectively. The fit in each profile is represented by a solid black line.

tion of this gas and its metallicity for one of the analyzed galaxies that we use as an example.

We build the oxygen abundance radial profile binning every 30 particles and make a piecewise linear fit to it, applying the least squares method. The adjustment break is set to  $0.5 R_e$  and the continuity condition is imposed. Hereafter, we will refer to the areas bounded by this radius as the inner and outer regions. Examples of these profiles and fits can be seen in Figure 2. The metallicity gradient,  $\nabla_{(\text{O}/\text{H})}$ , is given by the slope of the linear function fitted to the metallicity profiles in each region.

In the defined zones, we also calculate the total rate of star formation. For this, we select the stars younger

than 0.5 Gyr and estimate the SFR as the total mass formed in that period. We repeat the process for the progenitors of each galaxy at  $z = 0$  over 56 snapshots spanning from  $z = 0$  to  $z \sim 1.2$ .

#### 4. Evolution of the Metallicity Gradients

The evolution of the metallicity gradients and SFR are shown in the upper and middle panels of Figure 3 (respectively), for the inner (blue solid lines) and outer (red dashed-dotted lines) regions. As can be seen, the behavior of these gradients is fluctuating, with periods of strong variability at high redshift that tends to moderate for decreasing redshifts. The evolution of  $\nabla_{(\text{O}/\text{H})}$  is different in the inner and outer regions, since the processes that affect the abundance profiles occur and impact at different spatial scales.

In an effort to identify these processes in the galaxy assembly history, we track the major galaxies that ended up merging with the central galaxy and its surviving satellites at  $z = 0$ . In the lower panel of Figure 3 we show, as a function of the redshift, the relative distance to the centers of mass of two galaxies, the most massive satellite (solid orange line) and a merger (dashed black line). We highlight two approximation events that coincide with the moments of the gas distribution, and profiles and fit shown in Figures 1 and 2, respectively.

Event A corresponds to the first pericenter, around the central galaxy, of its most massive satellite. Comparison with the previous moments shows that these passages cause a steeper gradient in the inner region while a shallower gradient in the outer region. The dilution of the metallicity near the rupture radius suggests that metal-poor gas has been accreted in the inner zone as gas falls into the potential well from the outside, due to loss of angular momentum caused by the interactions. This is also in agreement with an increase of the star formation rate in the inner regions.

Note that the galaxy that ends up merged also interacts with the central galaxy during event A, but it is important to clarify that most of its mass has already been increased by the latter, so the effects observed in the central galaxy are mainly caused by its satellite.

A major fly-by occurs just before event B. This close passage may have triggered an important burst of star formation in the inner region, as seen in Figure 3. As product of this burst, the SN feedback generate mass-loaded galactic winds that could heat and sweep the remaining gas towards the outer regions and concentrate it in a ring structure (see Figure 1). The contribution of metal-poor gas from the passing galaxy could decrease the metallicity inside the ring and this interaction may also have drive part of the internal gas, facilitating its re-accretion and/or redistribution. As a consequence, the  $R_{\text{eff}}$  of the central galaxy is higher, its inner median oxygen abundance is lower ( $\text{Me}(12 + \log(\text{O}/\text{H})) \sim 8.22$  dex) and its  $\nabla_{(\text{O}/\text{H})}$  is positive.

The B event occurred immediately after and corresponds to an interaction with a massive galaxy that ended up merging to the central one at  $z \sim 0.15$ . Here the observed internal  $\nabla_{(\text{O}/\text{H})}$  variate from positive to negative as gas begins to fall back to the inner regions

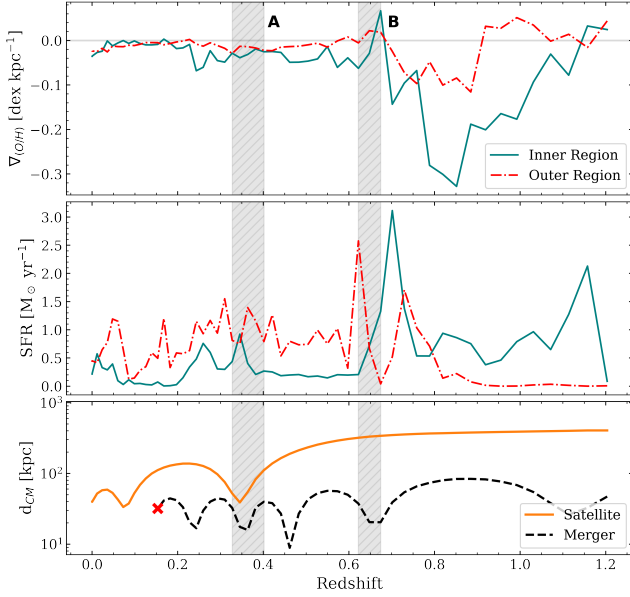


Figure 3: Evolution of the metallicity gradients (*upper panel*), SFR (*mid panel*), and relative distance of the interacting galaxies (*lower panel*) as a function of the redshift. Shaded regions correspond to interaction windows centered in events A and B.

and the induced star formation activity enrich the adjacent medium. Meanwhile, for the outer region, we observe that the effect of the current event produces a slightly more positive  $\nabla_{(O/H)}$  by the gas accretion from the companion galaxy that also triggers the star forma-

tion in this region, as can be seen in Figure 3.

These examples illustrate how interaction affects the chemical distribution of gas along the galaxy, and hence, our estimation of the metallicity gradients. Of course, this kind of events could affect in different ways depending on their characteristics, and the gradients are not only affected by these mechanisms.

## 5. Conclusions/Future work

We found that the evolution of the metallicity gradients in a cosmological context is fluctuating, and the variations observed are mainly due to interactions between galaxies and their environment. We define inner and outer regions to understand the spatial scales of the processes that performed this variations. This analysis allow us to study the impact of the interactions to promote gas flows capable of modifying the star formation activity, and of diluting and/or redistributing the chemical abundances in different regions of the galaxy, resulting in metallicity profiles that exhibit different gradients and breaks.

## References

- Belfiore F., et al., 2017, MNRAS, 469, 151
- Diaz A., 1989, Evolutionary phenomena in galaxies, 377
- Maiolino R., Mannucci F., 2019, A&A Rv, 27, 3
- Peimbert M., 1979, 22, 451
- Sánchez-Menguiano L., et al., 2018, A&A, 609, A119
- Searle L., 1971, ApJ, 168, 327
- Tinsley B.M., 1980, FCPH, 5, 287
- Tissera P.B., et al., 2019, MNRAS, 482, 2208



# Identification of interacting galaxies in the S-PLUS database

G.B. Oliveira Schwarz<sup>1,2</sup>, N.M. Cardoso<sup>3</sup>, A. Cortesi<sup>4,5</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>6,7</sup>, G. Lucatelli<sup>2,8</sup>, J. Saponara<sup>9</sup>, Y. Jaffé<sup>10</sup>, L.A. Gutiérrez-Soto<sup>2</sup>, C.R. Bom<sup>4</sup>, A. Krabbe<sup>11</sup>, J.A. Hernandez-Fernandez<sup>11</sup>, F. Ferrari<sup>12</sup>, A.L. Chies-Santos<sup>13</sup>, H.M. Pereira<sup>13</sup>, L. Sodré<sup>2</sup>, C. Lima-Dias<sup>14</sup>, E.V. Lima<sup>2</sup>, F. Caro<sup>15</sup> & C. Mendes de Oliveira<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Universidade Presbiteriana Mackenzie, Brasil*

<sup>2</sup> *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Brasil*

<sup>3</sup> *Escola Politécnica, USP, Brasil*

<sup>4</sup> *Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Brasil*

<sup>5</sup> *Observatório do Valongo, UFRJ, Brasil*

<sup>6</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>7</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>8</sup> *Jodrell Bank Centre for Astrophysics, UM, Reino Unido*

<sup>9</sup> *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina*

<sup>10</sup> *Instituto de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Chile*

<sup>11</sup> *UNIVAP, Brasil*

<sup>12</sup> *Instituto de Matemática Estatística e Física, FURG, Brasil*

<sup>13</sup> *Departamento de Astronomia, UFRGS, Brasil*

<sup>14</sup> *Departamento de Astronomía, ULS, Chile*

<sup>15</sup> *LERMA, Observatoire de Paris, Francia*

Contact / gustavo.b.schwarz@gmail.com

**Resumen** / Mostramos resultados preliminares relacionados a la identificación de galaxias interactuantes en un área de cielo de 1000 grados cuadrados utilizando la segunda liberación de datos de S-PLUS. Nuestro primer objetivo es encontrar galaxias interactuantes muy cercanas ( $z < 0.019$ ) en el cúmulo de galaxias de Fornax y otros sistemas próximos tomando ventaja de la gran cobertura areal de S-PLUS mediante el uso de imágenes en la banda de  $H\alpha$ . Nuestro segundo objetivo es obtener una muestra lo suficientemente representativa de galaxias interactuantes con  $r < 17.5$  mag, realizando diferentes tipos de búsquedas, para ser utilizada luego como muestra de entrenamiento supervisado para un modelo de *deep learning* que es capaz de identificar en forma automática nuevas galaxias de ese tipo en S-PLUS. Aquí presentamos, como resultado parcial del proyecto, una muestra de galaxias interactuantes encontradas por dicho modelo en la DR2 de S-PLUS. La precisión del modelo en la muestra de testeo es de  $\approx 91\%$ .

**Abstract** / We show preliminary results of searches for interacting galaxies over an area of about 1000 square degrees in the southern hemisphere, using the second data release of the Southern Photometric Local Universe Survey. Our first goal is to find very nearby interacting galaxies ( $z < 0.019$ ) with a high fraction of gas in the Fornax cluster and other nearby systems, taking advantage of the large area covered by S-PLUS with images in the  $H\alpha$  band. Our second goal is to obtain a sufficiently representative dataset of interacting galaxies with  $r < 17.5$  mag, using different methods, to feed a supervised training of a deep learning model that is capable of finding new interacting galaxies in S-PLUS automatically. Here we show a sample of interacting galaxies found by the deep learning model under development as a partial result of the project. The accuracy of the model in the test set is  $\approx 91\%$ .

*Keywords* / surveys — methods: observational — galaxies: interactions

## 1. Introduction

Interacting galaxies have been used to study galaxy evolution (e.g. merger rate as a function of redshift) and formation (e.g. birth of new objects in galaxy-galaxy collisions). Largely due to the Sloan Digital Sky Survey, SDSS (Blanton et al., 2017), there are a number of interacting galaxy catalogs - and studies that explore those - in the northern sky, but the southern sky lacks similar catalogs and studies. The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) may change this situation, since it is mapping 9000 square degrees of the

southern sky with an 80-cm robotic telescope located at Tololo, Chile, in 7-narrow and 5-broad bands, to a depth of 21.5 AB in the SDSS-like filters (Mendes de Oliveira et al., 2019). When complete, S-PLUS will be an excellent database for searches of rare objects in the nearby universe, in particular of interacting galaxies.

This contribution describes searches of interacting galaxies using S-PLUS catalogs and images. Collisions of two similar-mass galaxies, called mergers, that produce beautiful astronomical images, are known to be rare in the local universe but they are widespread at high redshifts. More frequent are the so-called accre-

tion events, with small objects falling onto larger ones, within a short merging timescale. As for other collisional interactions, perhaps the most amazing objects besides the mergers themselves are the so called tidal-dwarf galaxies, created in the merging process. Those are observed, for example, at the tips of the tails of the Antennae galaxies. As for hydrodynamical interactions, some of the most spectacular cases of the so-called jellyfish galaxies, which are extreme cases of ram-pressure stripped galaxies entering a cluster environment, are also fairly rare and one can certainly benefit from the large coverage of S-PLUS and its unique H $\alpha$  filter to enhance the numbers of known highly disrupted jellyfish galaxies in nearby clusters. In this work, we are after these and other kinds of interacting objects, using a number of more traditional techniques (e.g. color-color diagrams and non-parametric measurements), but we also use deep learning techniques to automate the search for interacting galaxies. The novelty is that we take the output sample of traditional methods as input for the training and validation of a deep learning model with the goal of searching for a more complete sample of interacting galaxies.

## 2. Sample and Data Access

S-PLUS is mapping nearly half of the southern celestial sphere in 7-narrow and 5-broad bands. When finished, it will have accumulated a total of 500 Terabytes of images and catalogs of sources. A public database was created for handling S-PLUS data\*. It uses tools for the distribution of catalogs that follows the IVOA standards. It also contains astronomical images in FITS format and it allows the creation of color images in real time. Data can also be accessed through a Python package called SPLUSDATA\*\*.

## 3. Analysis and Results

The techniques to find interacting galaxies used in this work are the following: (1) search in the database for the strongest emission-line galaxies using the H $\alpha$ -line contrast and/or with color-color diagrams. (2) search for objects with high asymmetry and low concentration, and (3) search using Deep Learning (DL) methods. These three methods are described in the following sections.

### 3.1. Search for nearby $z < 0.019$ interacting galaxies

Using the method of the H $\alpha$  contrast over the  $r$  and  $i$  bands, we first performed a search for interacting galaxies in the Fornax cluster and other nearby systems where we expect to have the lines fall within the corresponding filters. We searched for fairly large galaxies (Class\_star\_r\*\*\*  $< 0.1$  and FWHM  $> 10$  pix), with mag-

\*<https://splus.cloud>

\*\*<https://pypi.org/project/splusdata>

\*\*\*Class\_star is an output of SExtractor, software for source extraction (Bertin & Arnouts, 1996) - the low value used here indicates a high chance of the object being a galaxy.

nitudes less than  $r=17.5$  and  $F660_{aper} - (r+i)/2 > 0.4$  mag, where  $r$ ,  $i$  and F660 are the galaxy total magnitudes in the  $r$ ,  $i$  and F660 (H $\alpha$ ) bands.

We also used colour-colour diagrams in order to detect H $\alpha$ -emitting objects, see Wevers et al. (2017) and Gutierrez-Soto (in prep.) for details. These yielded a sample of nearby strongly-emitting galaxies (with  $z < 0.019$ ), many of which were interacting and merging. Some examples of the objects found are shown in Fig. 1.

The result of this search was used to feed a Zooniverse experiment\*\*\*\* that will also involve the public, called "The Green Dots project", given the green color of the typical H $\alpha$ -emitting blobs, soon to be released.

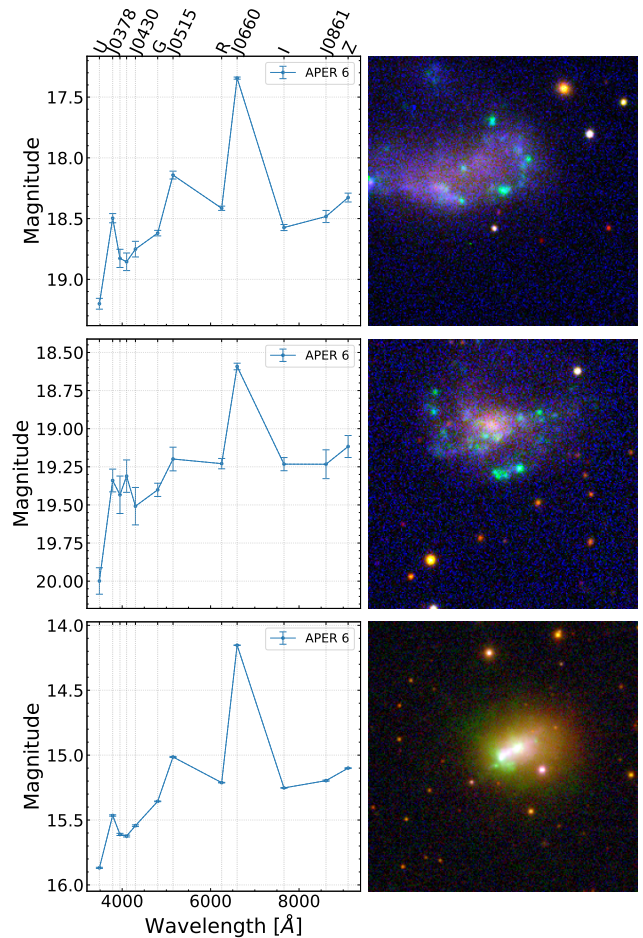


Figure 1: Interacting objects with strong H $\alpha$  in emission. *Left*: Spectral energy distribution of each source. *Right*: The S-PLUS RGB images using the 12 filters. The green colour of parts of the image indicates H $\alpha$  in emission. For legibility, the labels of the filters J0395 and J0410, between J0378 and J0430, were not indicated in the figure.

### 3.2. Search for interacting pairs at all redshifts

A non-parametric fitting of the galaxies with  $r < 17.5$  was performed by implementing the program Morfom-

\*\*\*\*<https://www.zooniverse.org/>

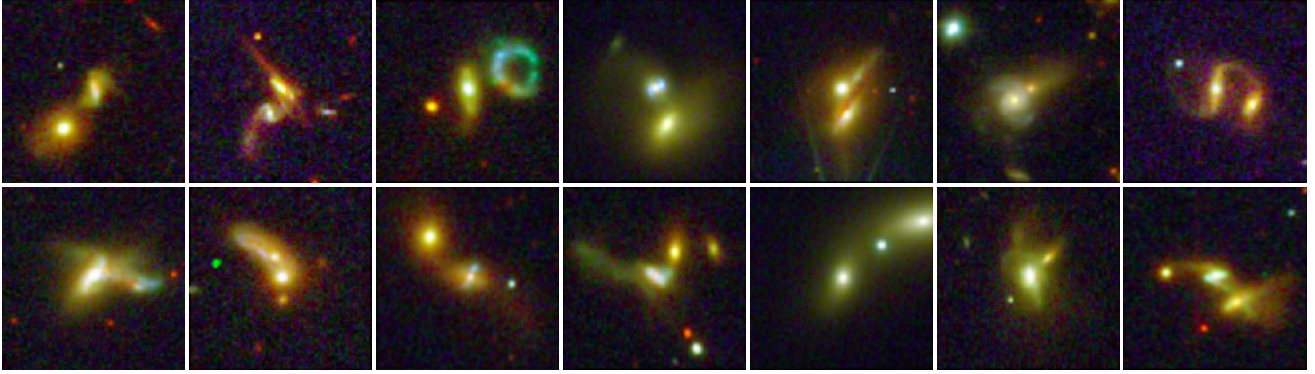


Figure 2: Sample of interacting galaxies in S-PLUS found in DR2 with DL techniques.

etryka (Ferrari et al., 2015). We obtained asymmetry and concentration indices and we restricted the sample to objects with asymmetries larger than 0.2 and concentrations less than 0.7 to select objects that had a high chance to be interacting or merging. This criterion was obtained from studying where a known sample of interacting and merging galaxies lies in the asymmetry-concentration diagram. This sample was then supplemented by a sample of merging galaxies from the Galaxy Zoo sample (Lintott et al., 2008), using only objects with very high probability of being a merger ( $P_{merger} > 0.95$ ). The result was a final sample of about 500 bona-fide interacting and merging pairs. We used this list as a training set for DL-based techniques to search for new objects in the whole DR2.

### 3.3. Deep Learning methods used to find new interacting pairs

The 500 objects that passed our visual inspection (mentioned above) and a sample of about 1500 spiral and elliptical galaxies from the work of Bom et al. (2021) were used for validation and test of the DL method. The sample of Bom et al. (2021) encompasses data that have already been extensively visually inspected, to verify that it contains bonafide elliptical and spiral galaxies. The network input data are RGB images of size  $128 \times 128$  pixels ( $70.4 \times 70.4$  arcsec) from the SPLUS DR2. The dataset split was 80% for training and 20% for the validation of the network. The data preprocessing was done by mapping images from the 12 bands into a 3-band RGB image, using the trilogy package<sup>†</sup>.

As a very first experiment, we used the VGG-16 convolutional neural network - a high performing neural network for computer vision validated in several computer visions challenge datasets, less prone to overfit since it uses fewer parameters than other similar models - with weights from a previously trained model from ImageNet as an image feature extractor and using dense layers, all available in the TensorFlow python package (Abadi et al., 2016). This simple experiment, with a network that the group had already used previously, will be supplemented in the near future: we are working on

<sup>†</sup><https://www.stsci.edu/~dcoe/trilogy/Intro.html>

new convolutional neural network architectures, as well as joining the best architectures into a single classifier. With the configuration described above, the VGG-16 model reached 91% of prediction accuracy in the test sample. Figure 2 shows a number of objects found when passing the already trained neural network in the whole SPLUS DR2, which contains 111625 objects with high probability of being galaxies. We found that about 1.1% (1287 objects) may be in interacting systems, according to the deep learning method used here. We are in the process of improving the purity of the output sample of interacting galaxies, given that our visual inspection of the new objects revealed several cases of star-galaxy superposition (not bona-fide interacting galaxies).

## 4. Conclusions

We used traditional and DL-based techniques to search for interacting galaxies in the S-PLUS DR2 dataset. The traditional search generated a list of very nearby interacting systems, with some interesting cases of jellyfish galaxies. On the other hand, the DL-based code generated a list of mostly interacting pairs, in the pre-merger and interacting phases, over the whole DR2. These are interesting systems for future further studies.

*Acknowledgements:* We thank the referee for her/his report that helped to improve the content of this contribution. This work was funded with grants from FAPESP, CNPq, Fondecyt, ANID, CONICET, Agencia I+D+i and Universidad Nacional de La Plata.

## References

- Abadi M., et al., 2016, *Proceedings of the 12th USENIX Conference on Operating Systems Design and Implementation*, 265–283, OSDI’16, USENIX Association, USA
- Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393
- Blanton M.R., et al., 2017, *ApJ*, 154, 28
- Bom C.R., et al., 2021, *MNRAS*, 507, 1937
- Ferrari F., et al., 2015, *ApJ*, 814, 55
- Lintott C.J., et al., 2008, *MNRAS*, 389, 1179
- Mendes de Oliveira C., et al., 2019, *MNRAS*, 489, 241
- Wevers T., et al., 2017, *MNRAS*, 466, 163



## Detección de un *glitch* en PSR J1048–5832 desde el IAR

E. Zubieta<sup>1</sup>, V. Sosa-Fiscella<sup>2,3</sup>, J.A. Combi<sup>3,4,5</sup>, S. del Palacio<sup>3</sup>, F. Garcia<sup>3</sup>, L. Combi<sup>2,3</sup>, G. Gancio<sup>3</sup>, C.O. Lousto<sup>2</sup>, F. López Armengol<sup>2</sup>, E. Gutierrez<sup>3</sup>, A. Simaz-Bunzel<sup>3</sup>, F. Fogantini<sup>3</sup> & Colaboración PuMA.

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>2</sup> Rochester Institute of Technology, EE.UU.

<sup>3</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina

<sup>4</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>5</sup> Departamento de Física, Universidad de Jaén, Jaén, España

Contacto / ezequielzubietaa1@gmail.com

**Resumen** / Los púlsares son estrellas de neutrones magnetizadas y muy densas, por lo cual tienen un momento de inercia muy grande. En consecuencia, su rotación es extraordinariamente estable, al punto que pueden considerarse como uno de los relojes más precisos del Universo. Sin embargo, la estabilidad rotacional de algunos púlsares resulta perturbada por *glitches*, que consisten en un aumento repentino de la frecuencia de rotación del púlsar. La causa de los mismos no es bien entendida. Desde la colaboración PuMA se lleva a cabo un monitoreo de alta cadencia de una muestra de púlsares del hemisferio sur que presentan *glitches* utilizando las antenas del Instituto Argentino de Radioastronomía. En este trabajo, presentamos nuestra detección de un *glitch* en el púlsar PSR J1048–5832, y la caracterización del mismo a través de la técnica de *pulsar timing*. Este *glitch* es el más pequeño de los siete reportados en este púlsar.

**Abstract** / Pulsars are magnetized and very dense neutron stars. Their very high moment of inertia renders them with an extraordinarily stable rotation, making pulsars one of the most accurate clocks in the Universe. However, the rotational stability of some pulsars is disturbed by glitches, which consist of a sudden increase of the rotation frequency of the pulsar. The physical mechanism behind these glitches is still not well understood. The PuMA collaboration has been monitoring with high cadence since 2017 a set of pulsars from the southern hemisphere that had shown glitches before by using the antennas from the Argentine Institute of Radio astronomy (IAR). In the present study, we report the detection of a glitch in the pulsar PSR J1048–5832 and its characterization through the pulsar timing technique. This glitch is the smallest of the seven glitches reported in this pulsar.

**Keywords** / pulsars: general — radio continuum: general — methods: data analysis

### 1. Introducción

Los púlsares son estrellas de neutrones magnetizadas con un momento de inercia muy grande (del orden de  $10^{45}$  g cm<sup>2</sup>), lo que como resultado hace que su rotación sea extraordinariamente estable. Por lo tanto, pueden considerarse como uno de los relojes más precisos en el Universo. Existen dos clases de púlsares: aquellos con períodos de milisegundos, que forman parte de sistemas binarios y son lo suficientemente estables como para alcanzar la precisión de un reloj atómico (Hobbs, 2014), y los más lentos, que generalmente presentan irregularidades en sus patrones temporales.

Los púlsares disminuyen su frecuencia de rotación de forma continua debido a la pérdida de momento angular a través de emisión electromagnética. No obstante, algunos de ellos presentan un aumento repentino en su frecuencia de rotación, seguido por una disminución de la misma hasta alcanzar el valor que tenía inicialmente. Este fenómeno se denomina *glitch*\* (Manchester, 2018). Actualmente, se cree que los *glitches* se deben a un acople entre la rotación del material de su interior y la superficie de la estrella de neutrones. En este escenario, los

neutrones en el interior de la estrella se encontrarían en estado de superfluido, lo que permitiría que se generen vórtices cuánticos que se acoplan a la corteza de la estrella (Haskell, 2017). Esto produciría una tensión entre el interior de la estrella y la corteza que, eventualmente, provocaría que los vórtices se desacoplen, intercambiando momento angular entre el material del interior de la estrella y la corteza, dando lugar al *glitch*.

Aunque este es el modelo más aceptado, a 50 años del descubrimiento del primer *glitch* (Radhakrishnan & Manchester, 1969), todavía no se ha obtenido un modelo cuantitativo que pueda describir ni predecir estos eventos adecuadamente. Por lo tanto, el estudio observacional y fenomenológico de los *glitches* resulta de gran interés para la comunidad científica ya que es una herramienta clave para conocer el estado de la materia a altas densidades. El análisis de *glitches* permite investigar propiedades de los púlsares, como su masa, y obtener información del estado de la materia en su interior, por ejemplo, el estado de superfluidez y la ecuación de estado de la materia a densidades extremas.

Desde el 2017, el grupo PuMA\*\* (Pulsar Monito-

\*Del inglés, anomalía.

\*\*<http://puma.iar.unlp.edu.ar>



ring in Argentina) realiza en el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) observaciones con alta cadencia de una muestra de 15 púlsares que presentan *glitches* (Gancio et al., 2020). En particular, se han registrado tres *glitches*: dos en el púlsar de Vela (PSR J0835–4510; Lopez Armengol et al., 2019; Sosa-Fiscella et al., 2021), de los cuales el último se está analizando con las técnicas desarrolladas en (Lousto et al., 2022), y uno en el púlsar PSR J1048–5832, el cual se describe en el presente artículo.

## 2. Técnica de *pulsar timing*

La rotación de los púlsares puede ser monitoreada regularmente registrando los tiempos de arribo (TOAs) de los pulsos en radio. Además, si puede desarrollarse un modelo físico de la rotación del púlsar y del medio interestelar (que afecta a la propagación de los pulsos) capaz de predecir los TOAs de los pulsos, entonces los apartamientos entre los TOAs observados y los predichos pueden utilizarse para inferir información acerca del púlsar y de su entorno. Esta técnica, conocida como *pulsar timing*, es de gran robustez gracias a la alta estabilidad rotacional de los púlsares y permite estudiar una gran variedad de fenómenos astrofísicos, incluyendo las propiedades del medio interestelar, la propagación de ondas gravitacionales, y la estructura interna de los púlsares que da lugar a los *glitches* (Lorimer & Kramer, 2004).

En un modelo de *timing*, la evolución temporal de la fase de rotación del púlsar se parametriza utilizando una expansión de Taylor (Basu et al., 2021):

$$\phi(t) = \phi_0 + \nu_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\dot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \frac{1}{6}\ddot{\nu}_0(t - t_0)^3, \quad (1)$$

donde  $\nu_0$ ,  $\dot{\nu}_0$  y  $\ddot{\nu}_0$  son la frecuencia de rotación, y su primera y segunda derivada, respectivamente. La diferencia entre los TOAs de los pulsos de este modelo con los TOAs observados se denominan residuos. En un modelo preciso, los residuos se encuentran agrupados en torno al cero. En presencia de un *glitch*, el púlsar sufre un cambio repentino en su frecuencia de rotación, por lo cual el modelo deja de ser válido y los residuos muestran un patrón como el que se muestra en la Figura 1.

Estas desviaciones debidas a *glitches* se modelan fenomenológicamente asumiendo que el *glitch* induce un salto en la fase del púlsar (McCulloch et al., 1987):

$$\phi_g = \Delta\phi + \Delta\nu_p(t - t_g) + \frac{1}{2}\Delta\dot{\nu}_p(t - t_g)^2 + \frac{1}{6}\Delta\ddot{\nu}_p(t - t_g)^3 + \left[1 - \exp\left(-\frac{t - t_g}{\tau_d}\right)\right] \Delta\nu_d \tau_d, \quad (2)$$

donde  $\Delta\phi$  es un salto en fase que se utiliza para contrarrestar la incerteza en el momento del *glitch*,  $\Delta\nu_p$ ,  $\Delta\dot{\nu}_p$  y  $\Delta\ddot{\nu}_p$  son los cambios en la frecuencia, y en su primera y segunda derivada, respectivamente,  $t_g$  es el instante del *glitch*,  $\Delta\nu_d$  es otra componente del salto en frecuencia, la cual decae luego de un tiempo  $\tau_d$ , y puede o no estar presente en el modelo del *glitch*. Luego, el salto total en frecuencia debido al *glitch* se calcula como  $\Delta\nu_g = \Delta\nu_p + \Delta\nu_d$ , y el salto total en la derivada de la

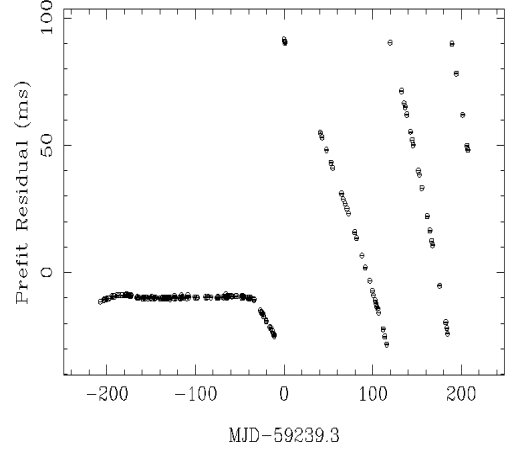


Figura 1: Residuos del púlsar J1048–5832. Se aprecia un cambio en el comportamiento de los residuos debido al *glitch* ocurrido en  $MJD \sim 59205$  (22/12/2020). En este caso, para los residuos se obtiene  $RMS = 25.81$  ms.

frecuencia se calcula como  $\Delta\dot{\nu}_g = \Delta\dot{\nu}_p - \Delta\nu_d/\tau_d$ . Estos parámetros pueden incluirse en el modelo de *timing* para caracterizar al *glitch* minimizando los residuos.

## 3. Resultados y discusión

Para incluir el *glitch* en el modelo de *timing*, es necesario tener una estimación inicial de  $\Delta\nu_g$  y  $\Delta\dot{\nu}_p$ . Para esto, dividimos los residuos que se muestran en la Figura 1 en múltiples regiones que incluyen entre 10 y 20 días de observaciones cada una. A continuación, utilizamos un *plug-in* de TEMPO2 (Hobbs et al., 2006) para ajustar  $\nu_0$  y  $\dot{\nu}_0$  en cada una de estas regiones; los valores obtenidos son referidos al centro de cada región. Una vez ajustados estos valores, el *plug-in* grafica  $\nu_0$  y  $\dot{\nu}_0$  de la frecuencia en función del tiempo, como se muestra en la Figura 2. Cada punto del gráfico se corresponde a una de las regiones definidas. En la Figura 2 a) se nota claramente el salto repentino en la frecuencia del púlsar debido al *glitch*. Entonces, a partir de estos gráficos puede obtenerse una estimación inicial para el salto en frecuencia y en su derivada:  $\Delta\nu_g = 0.05 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  y  $\Delta\dot{\nu}_p = 1 \times 10^{-15} \text{ s}^{-2}$ . Además, a partir de la Figura 2 a), también puede estimarse que el instante del *glitch* es  $t_g \approx 59205.3$ . Nótese que el *glitch* introduce un cambio permanente en  $\dot{\nu}$  que no está incluido en los modelos de superfluidos para *glitches* (Haskell, 2017).

Introducimos estos parámetros en el modelo de *timing* junto al resto de los parámetros del modelo de *glitch*:  $t_g = 59205.3$ ,  $\Delta\phi = 0$  y  $\Delta\dot{\nu}_p = 0$ . El parámetro  $\Delta\phi = 0$ , relacionado con el salto de fase, se utiliza para contrarrestar la incerteza en  $t_g$ . Ajustando estos parámetros para minimizar los residuos obtenemos los residuos que se muestran en la Figura 3. Los parámetros ajustados son:  $t_g = 59203.8 \pm 0.3$ ,  $\Delta\nu_g = (6.19 \pm 0.06) \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ ,  $\Delta\dot{\nu}_g = (1.0 \pm 0.2) \times 10^{-15} \text{ s}^{-2}$  y  $\Delta\ddot{\nu}_g = (5.6 \pm 0.2) \times 10^{-22} \text{ s}^{-3***}$ . En este caso, no se detectó ningún tiempo de decaimiento luego del *glitch*.

\*\*\*el valor de  $\Delta\phi$  obtenido es consistente con cero.

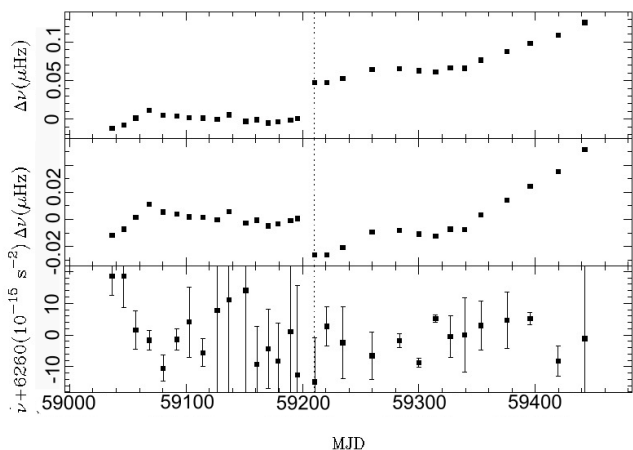


Figura 2: Ajuste de  $\nu_0$  y  $\dot{\nu}_0$  para las distintas regiones temporales seleccionadas. *Panel superior*: Gráfico de  $\nu$  para cada región con el gradiente pre-glitch removido. *Panel medio*: Gráfico de  $\nu$  para cada región con el valor promedio después del glitch removido. *Panel inferior*: Gráfico de  $\dot{\nu}$  con el valor promedio removido.

Finalmente, los saltos relativos en frecuencia y derivadas de frecuencia se muestran en la Tabla 1.

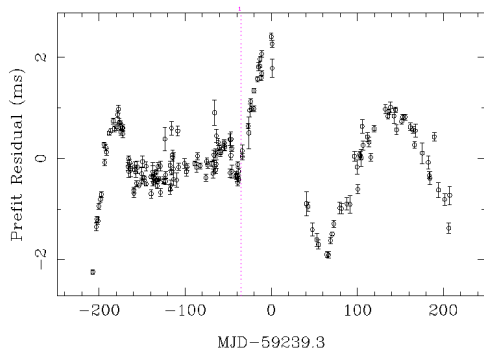


Figura 3: Residuos de todas las observaciones disponibles del púlsar al ajustar los parámetros correspondientes al modelo del *glitch*. En este caso, se obtuvo  $RMS = 0.78$  ms.

Destacamos que el modelo de *timing* ajustado es satisfactorio. Esto puede verse, por un lado, en que los residuos en la Figura 3 son del orden de  $\sim 2$  ms, lo que implica errores relativos de los residuos de  $\lesssim 1.6\%$  (dado que el período del púlsar es  $P = 123.7$  ms). Esta mejora también puede notarse en el  $RMS$  de los residuos, que disminuyó de  $RMS = 25.81$  ms (Fig. 1) a sólo  $RMS = 0.78$  ms.

El *glitch* detectado, puede catalogarse como un *mini-glitch* debido a que el parámetro  $\Delta\nu_g/\nu$  es del orden  $10^{-9}$ . Las magnitudes de los *glitches* detectados hasta el momento en el púlsar PSR J1048–5832 (Yu et al., 2013) se muestran en la Tabla 2.

Tabla 1: Valores de los parámetros ajustados para el *glitch* detectado en MJD 59203.8.

$\Delta\nu_g/\nu$ ( $10^{-9}$ )	$\Delta\dot{\nu}_g/\dot{\nu}$ ( $10^{-3}$ )	$\Delta\ddot{\nu}_g$ ( $10^{-24} s^{-3}$ )
$7.66 \pm 0.08$	$-0.16 \pm 0.03$	$563 \pm 21$

MJD	$\Delta\nu/\nu$ ( $10^{-9}$ )	Referencia
48946.9	17.9	1,2,3
49034	2995	1,2,3
50791.5	768	1,2,3
52733	1838.4	3
53673.0	28.5	3
54495	3042.6	3, 4
59203.3	7.7	Este trabajo

Tabla 2: El último de los *glitches* es el reportado en este trabajo. Trabajos que reportaron otros *glitches*: 1: Wang et al. (2000), 2: Urama (2002), 3: Yu et al. (2013), 4: Weltevrede et al. (2010).

## 4. Conclusiones

En este trabajo hemos reportado la detección del *glitch* más pequeño hasta la fecha en el púlsar PSR J1048–5832. La detección de *glitches* tan pequeños requiere de un monitoreo con alta cadencia. Este estudio demuestra la factibilidad y la importancia de realizar este tipo de relevamientos con el observatorio del IAR.

## Referencias

- Basu A., et al., 2021, MNRAS  
 Gancio G., et al., 2020, A&A, 633, A84  
 Haskell B., 2017, Proceedings of the International Astronomical Union, 13, 203–208  
 Hobbs G., 2014, N. Capitaine (Ed.), *Journées 2013 “Systèmes de référence spatiaux-temporels”*, 115–119  
 Hobbs G.B., Edwards R.T., Manchester R.N., 2006, MNRAS, 369, 655  
 Lopez Armengol F.G., et al., 2019, The Astronomer’s Telegram, 12482, 1  
 Lorimer D.R., Kramer M., 2004, *Handbook of Pulsar Astronomy*, vol. 4  
 Lousto C.O., et al., 2022, MNRAS, 509, 5790  
 Manchester R.N., 2018, Pulsar glitches and their impact on neutron-star astrophysics  
 McCulloch P., et al., 1987, Australian Journal of Physics, 40, 725  
 Radhakrishnan V., Manchester R.N., 1969, Nature, 222, 228  
 Sosa-Fiscella V., et al., 2021, The Astronomer’s Telegram, 14806, 1  
 Urama J., 2002, MNRAS, 330, 58  
 Wang N., et al., 2000, M. Kramer, N. Wex, R. Wielebinski (Eds.), *IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 202, 109  
 Weltevrede P., et al., 2010, PASA, 27, 64  
 Yu M., et al., 2013, MNRAS, 429, 688

# Colliding winds in ultraluminous X-ray sources

L. Abaroa<sup>1,2</sup>, G.E. Romero<sup>1,2</sup> & P. Sotomayor Checa<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina*

Contact / leandroabaroa@gmail.com

**Resumen** / Las fuentes ultraluminosas de rayos X (ULX) son objetos con luminosidades que superan el límite de Eddington para un agujero negro de masa estelar. En estos sistemas binarios cerrados, la estrella desborda su lóbulo de Roche y el agujero negro acreta materia a tasas súper críticas. Las capas superiores del disco dejan de estar en equilibrio y son expulsadas en forma de un viento poderoso impulsado por la radiación, que interactúa con el viento de la estrella compañera produciendo choques donde las partículas pueden ser aceleradas hasta energías relativistas para luego enfriarse exhibiendo un amplio espectro.

**Abstract** / Ultraluminous X-ray sources (ULX) are objects with luminosities that exceed the Eddington limit for a stellar-mass black hole. In these closed binary systems, the star overflows its Roche lobe and the black hole accretes matter at a supercritical rate. The upper layers of the disk are no longer in equilibrium and are ejected as a powerful radiation-driven wind that interacts with the wind from the star producing shocks where particles can be accelerated up to relativistic energies and then cool down yielding a broadband spectrum.

**Keywords** / accretion, accretion disks — radiation mechanisms: non-thermal — stars: black holes — stars: winds, outflows — X-rays: binaries

## 1. Introduction

ULXs are point-like objects where the luminosity in the X-ray band is higher than the Eddington luminosity ( $\sim 10^{39}$  erg s<sup>-1</sup> for a black hole of  $\sim 10M_{\odot}$ ). In these binary systems, a star and a compact object are gravitational linked. The star fills its Roche Lobe and transfers mass to the compact object through the Lagrange point. An accretion disk is formed because of the angular momentum in the system. In its inner region, the disk can have temperatures of several  $10^7$  K. Because of the strong radiation fields, the disk surface is no longer in equilibrium and radiatively-driven particles are ejected, reaching semi-relativistic velocities. This disk-driven wind should interact with the stellar wind, where shocks are generated and particles can be accelerated, cooling down and producing non-thermal emission.

In this work we model the accretion disk and its wind, using a gravitational pseudo-potential. Then, we study the collision of winds and calculate the non-thermal radiation in a ULX with typical parameters.

## 2. The model

The ULX of our model is composed by a stellar-mass black hole (BH), and a Population I star (PopI star), with an orbital semi-axis of  $a_0 = 5.8R_{\odot}$ .

Hereafter,  $r_g = GM_{\text{BH}}/c^2$  is the gravitational radius of the BH, with  $G$  the gravitational constant,  $M_{\text{BH}}$  the BH-mass, and  $c$  the speed of light.

In the following, we describe the star and the semi-analytical models we use to study the BH, the accretion disk, and the disk-driven wind.

**Star:** Wolf-Rayet (WR) stars have powerful, line-driven winds. We assume in this model that the binary system has a star whose parameters are detailed in Table 1, which are based in typical values found in the literature (see eg., Sander et al., 2012).

WR Star		
Parameter	Value	Unity
$M_*$	17	$M_{\odot}$
$R_*$	3	$R_{\odot}$
$T_{\text{eff}}$	$79 \times 10^3$	K
$\dot{M}_*$	$3.4 \times 10^{-5}$	$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
$v_{*w}$	1400	km s <sup>-1</sup>
$v_{\text{rot}}$	500	km s <sup>-1</sup>
$B_*$	100	G

Table 1: Parameters of the WR-star adopted in this model.  $v_{*w}$  is the wind-velocity,  $v_{\text{rot}}$  the rotational speed,  $B_*$  is the magnetic field, and  $\dot{M}_*$  the mass-loss rate.

**Black hole:** we mimic the effects of general relativity in the vicinity of the BH using the gravitational pseudo-potential given by Artemova et al. (1996); Aktar et al. (2019):

$$\Phi_g = \begin{cases} \frac{GM_{\text{BH}}}{(\beta-1)r_{\text{H}}} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r-r_{\text{H}}} \right)^{\beta-1} \right], & \beta \neq 1 \\ \frac{GM_{\text{BH}}}{r_{\text{H}}} \ln \left( 1 - \frac{r_{\text{H}}}{r} \right), & \beta = 1 \end{cases} \quad (1)$$

with  $\beta = r_{\text{in}}/r_{\text{H}} - 1$ . Here,  $r_{\text{in}}(a)$  is the inner radius of the accretion disk, and  $r_{\text{H}}(a)$  the radius of the event horizon (see Bardeen et al., 1972).  $0 \leq a \leq 1$  is the spin

parameter of the BH. We consider a non-rotating BH with a mass of  $13M_{\odot}$ :

$$a = 0 \rightarrow r_{\text{H}} = 2r_{\text{g}}, \quad r_{\text{in}} = 6r_{\text{g}} \rightarrow \beta = 2.$$

**Accretion disk:** the critical mass-accretion rate in the disk is given by  $\dot{M}_{\text{crit}} = L_{\text{Edd}}/c^2$ , with  $L_{\text{Edd}}$  the Eddington luminosity (Fukue, 2004). We adopt a non-magnetized, standard-like disk model with a super-critical accretion rate ( $\dot{M}_{\text{acc}} = 12\dot{M}_{\text{crit}}$ ), where the viscous heating is balanced with the radiative cooling,  $Q_{\text{vis}} = Q_{\text{rad}}$ . We use cylindrical coordinates  $(r, \phi, z)$ , and neglect the self-gravity of the disk gas. Since the disk is optically-thick, we assume that it radiates as a blackbody.

The intensity of the disk radiation at any point above or below the disk, at a radius  $r_{\text{d}}$ , is given by:

$$I = \frac{3GM_{\text{BH}}\dot{M}_{\text{acc}}}{8\pi^2 r_{\text{d}}^3} D^4 g f, \quad (2)$$

where  $D = (1 + z_{\text{red}})^{-1}$  is the relativistic Doppler factor, and  $z_{\text{red}}$  is the redshift factor (see Hirai & Fukue, 2001, for the expressions of the correction factors  $g$  and  $f$ ).

We obtain the spatial distribution of the radiation fields by calculating the energy-momentum tensor (Rybicki & Lightman, 1986):

$$R^{\mu\nu} = \left( \begin{array}{cc} E & \frac{1}{c} F^{\alpha} \\ \frac{1}{c} F^{\alpha} & P^{\alpha\beta} \end{array} \right) = \frac{1}{c} \int I j^{\mu} j^{\nu} d\Omega, \quad (3)$$

where  $E$  is the energy-density,  $F^{\alpha}$  the flux vector, and  $P^{\alpha\beta}$  the pressure-tensor.  $I$  is the intensity from Eq. 2,  $j$  is the cosine director and  $\Omega$  the solid angle. Our treatment includes radiation drag and ignores the light-bending effect.

**Wind:** the wind ejected from the accretion disk is radiatively-driven. We follow a particle-treatment to calculate the velocity and trajectory of the ionized wind.

We solve the total tensorial-differential equation in order to find the velocity and trajectory of the wind-particles (Hirai & Fukue, 2001):

$$\begin{aligned} c \frac{du^{\alpha}}{d\tau} = & - \frac{\partial \Phi_{\text{eff}}}{\partial x^{\alpha}} + \\ & + \frac{\sigma_T}{mc} [\gamma F^{\alpha} - c P^{\alpha\beta} u_{\beta} - c \gamma^2 E u^{\alpha} + \\ & + c u^{\alpha} (\frac{2\gamma}{c} F^{\beta} u^{\beta} - P^{\beta\gamma} u_{\beta} u_{\gamma})], \end{aligned} \quad (4)$$

where  $u^{\alpha}$  denotes the four-velocity of the wind-particles,  $m$  is the particle mass,  $\sigma_T$  is the Thomson-scattering cross section, and  $\gamma$  the Lorentz factor.

As initial condition we assume that the gas particles corotate with the disk at the launching radius,  $u_0^{\alpha} = (0, l_0/r_0, 0)$ , with  $l$  the angular momentum per unit mass.

### 3. Winds collision

#### 3.1. Contact discontinuity and magnetic field

The winds of the disk and the star collide at a surface called contact-discontinuity (CD) that separates the shocked and the unshocked regions. The apex of the bow-shock is located where the ram pressures of

the winds are in equilibrium:  $P_{\text{ram}}(r_{\text{BH}}) = \rho_{\text{dw}} v_{\text{dw}}^2 = \rho_{*w} v_{*w}^2 = P_{\text{ram}}(r_{\text{S}})$ , with  $\rho$  the density and  $v$  the velocity. Here,  $r_{\text{BH}}$  and  $r_{\text{S}}$  are the distances to the CD, from the BH and the stellar center, respectively. We obtain  $r_{\text{S}} \approx R_{*}$ ; hence, the stellar wind is unable of halting the wind of the disk.

The width of the acceleration region,  $\Delta x_{\text{ac}}$ , depends on the cooling-length, the location of the CD, and the Larmor radius of the particles. Since we adopt a one-zone model, the acceleration region is narrow enough to generate near-homogeneity conditions.

Since  $r_{\text{S}} \approx R_{*}$ , the magnetic field at the CD is  $B_{\text{CD}} \approx B_{*}$ .

#### 3.2. Particle acceleration and radiative processes

Particles are accelerated in the collision region through first-order diffusive shock mechanism. A small fraction of the total kinetic power of the wind is transferred to relativistic particles,  $L_{\text{rel}} = 0.1L_{\text{K}}$  ( $L_{\text{K}} = \dot{M}v^2/2$ ), where we assume equipartition between relativistic protons and electrons. The shock propagates perpendicular to the magnetic field, with a Bohm-diffusion coefficient. The pressure and density in the shocked medium are calculated following the Rankine-Hugoniot relations (Lamers & Cassinelli, 1999).

The shock is adiabatic if the thermal cooling-length  $R_{\Lambda}$  is longer than the width of the acceleration region (see McCray & Snow, 1979; Wolfire et al., 2003). In our model we obtain  $R_{\Lambda} \approx 10^{13} \text{cm} \gg 10^{10} \text{cm} \approx \Delta x_{\text{ac}}$ ; therefore, the adiabaticity condition is fulfilled.

Particles accelerated at the shock can cool through adiabatic and radiative processes. The adiabatic cooling is related to the work done by the particles of the wind to expand the shocked gas. The radiative cooling is caused by the interaction of particles with ambient fields and cold matter. We adopt a lepto-hadronic model, and calculate numerically the following radiative processes: synchrotron, inverse Compton (IC), Bremsstrahlung, photo-hadronic interactions, and proton-proton collisions (see eg., Romero & Paredes, 2011).

In order to obtain the particle-distribution, we solve numerically the transport equation in steady state in the one-zone region. The convection time only depends on the macroscopic velocity of the fluid, and the space-scale of the problem.

We calculate the spectral energy distribution (SED) by obtaining the luminosity per unit of energy as a function of the energy of the photon, for each of the relevant processes involved in the cooling. Finally we calculate the absorption by pair creation from photon-photon annihilation,  $\gamma + \gamma \rightarrow e^{+} + e^{-}$ . The non-thermal photons in the acceleration region are the projectiles, and the targets are the photons of the radiation field provided by the star.

## 4. Results

#### 4.1. Wind velocity and trajectory

We solve numerically Eq. 4 and find the velocity and trajectory of the particles in the wind of the disk. As

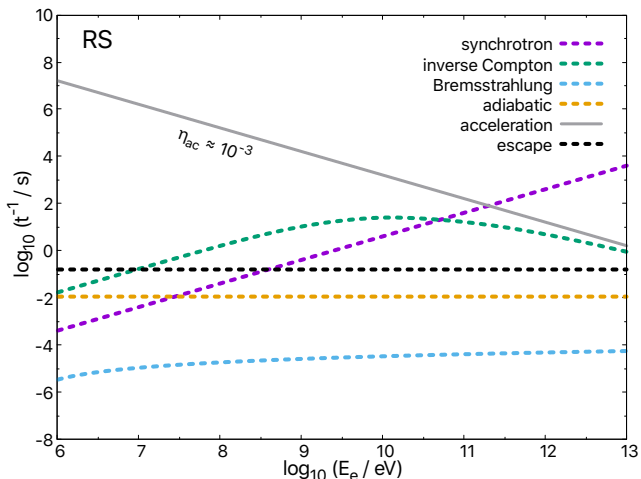


Figure 1: Time-scales in logarithmic scale of the electron acceleration, escape and cooling. The acceleration efficiency is  $\sim 10^{-3}$ , and the maximum energy reached by the electrons is  $\sim 500$  GeV.

initial conditions, we set the normalized accretion rate at  $\dot{m} = 12$  (in units of  $\dot{M}_{\text{crit}}$ ), and the launching radius for the wind at  $r_0 = 10 r_g$ . The particle trajectory is helical for  $r < 20 r_g$  and then the particles follow a free path. The terminal velocity obtained is  $\sim 0.12c$ .

The semi relativistic radiatively-driven wind of the disk suppresses the wind of the star, colliding with the stellar surface. A reverse shock (RS) is formed.

#### 4.2. Time scales and particle distribution

Fig. 1 shows the energy gain and losses of the particles in the RS. We consider only the electrons, since protons escape from the acceleration region without cooling. The acceleration efficiency of the process is  $\eta_{\text{ac}} \approx 10^{-3}$  ( $\propto v_{\text{sh}}^2/c^2$ ,  $v_{\text{sh}}$  the shock velocity).

The electrons cool through IC and synchrotron mechanisms. IC dominates between energies of  $\sim 10$  MeV – 10 GeV. Electrons with energies  $E < 10$  MeV escape from the acceleration region without cooling. The maximum energy reached by the particles is  $\sim 500$  GeV. Highly-relativistic protons (with energies  $E > 100$  TeV) are injected in the interstellar medium.

We solve the transport equation for the electrons considering only IC and synchrotron losses, and a power-law injection function with a spectral index 2.2 and an exponential cutoff.

#### 4.3. Spectral energy distribution

The ULX yields a wide spectrum. In the radio band the luminosity is  $\sim 10^{32}$  erg  $s^{-1}$ , while in X-rays and gamma-rays reaches  $\sim 10^{34}$  erg  $s^{-1}$  (Fig. 2). The attenuation factor has effect on the luminosity for energies  $> 10$  GeV. We plot in Fig. 2 the non-thermal contributions in the system, considering the absorption.

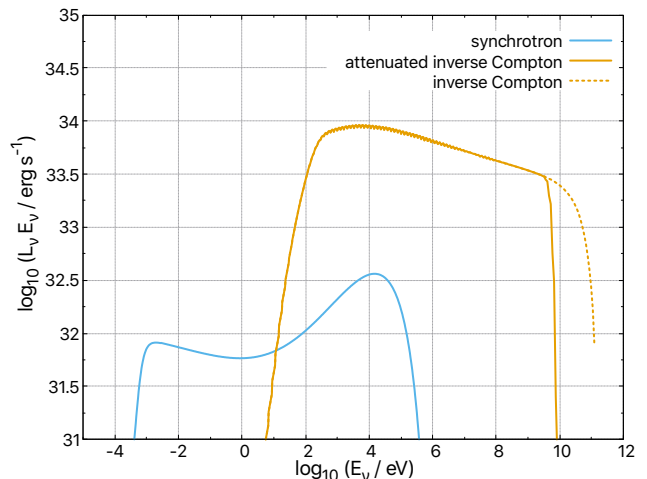


Figure 2: Non-thermal spectral energy distributions in logarithmic scale for the synchrotron and inverse Compton processes. The dotted line is the non-attenuated IC spectrum. There is a maximum of the emission at  $E \approx 10$  keV.

## 5. Conclusions

We have modeled a ULX where a super-critical accretion disk launches winds. This wind collides with the wind of the PopI star. This interaction allows the formation of a reverse shock causing the acceleration of particles up to relativistic energies. Non-thermal high energy emission is produced via IC scattering.

We conclude that the interaction between the radiatively-driven winds of the accretion disk and the wind of companion star is able to produce hard X-rays and gamma rays in some ULXs.

*Acknowledgements:* The authors are very grateful to Dr. Daniela Pérez for her collaboration and useful discussion. G.E.R. acknowledges support from the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación under grant PID2019-105510GB-C31 and through the “Center of Excellence María de Maeztu 2020-2023” award to the ICCUB (CEX2019-000918-M).

## References

- Aktar R., Nandi A., Das S., 2019, *Ap&SS*, 364, 22
- Artemova I.V., Bjoernsson G., Novikov I.D., 1996, *ApJ*, 461, 565
- Bardeen J.M., Press W.H., Teukolsky S.A., 1972, *ApJ*, 178, 347
- Fukue J., 2004, *PASJ*, 56, 569
- Hirai Y., Fukue J., 2001, *PASJ*, 53, 285
- Lamers H.J.G.L.M., Cassinelli J.P., 1999, *Introduction to Stellar Winds. Cambridge: Cambridge University Press.*
- McCray R., Snow T. P. J., 1979, *ARA&A*, 17, 213
- Romero G.E., Paredes J.M., 2011, *Introducción a la Astrofísica Relativista. Barcelona: Universitat de Barcelona.*
- Rybicki G.B., Lightman A.P., 1986, *Radiative Processes in Astrophysics. New York: Wiley VCH.*
- Sander A., Hamann W.R., Todt H., 2012, *A&A*, 540, A144
- Wolfire M.G., et al., 2003, *ApJ*, 587, 278



# Persisting black holes in a bouncing universe

D. Pérez<sup>1</sup> & G.E. Romero<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contact / danielaperez@iar.unlp.edu.ar

**Resumen** / El objetivo de este trabajo es investigar si un agujero negro puede estar presente en un universo que atraviesa una fase de contracción, rebote y expansión. Para ello, modelamos una inhomogeneidad embebida en un universo de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker mediante la métrica generalizada comovil de McVittie, la cual tiene en cuenta la interacción de la masa central con el fluido cosmológico. Calculamos los horizontes atrapados, regiones espacio-temporales y determinamos la estructura de los conos de luz. Del análisis de la estructura causal concluimos que el agujero negro sobrevive al rebote y continúa su existencia en la fase de expansión. Esto implica que los modelos cosmológicos de rebote permiten la existencia de agujeros negros en todas las fases del universo, y a su vez que los agujeros negros provenientes de la época de contracción podrían jugar algún rol en la etapa de expansión.

**Abstract** / We analyze whether a black hole could exist and persist in a universe that goes through a phase of contraction, bounce and subsequent expansion. To this end, we investigate the comoving generalized McVittie metric that represents an inhomogeneity embedded in Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker universe and allows interaction with the cosmic fluid. We compute the trapping horizons, spacetime regions and determine the light cone structure. The analysis of the causal structure leads us to conclude that a dynamical black hole survives the cosmological bounce and continues to exist in the expanding phase of the universe. This result implies that bouncing cosmologies admit black holes at all epochs and that these black holes might play some role in the expanding phase of the universe.

*Keywords* / black hole physics — gravitation — cosmology: theory

## 1. Introduction

Though the  $\Lambda$ CDM model is the most successful cosmological model up to date, being able to explain most of the available data Planck Collaboration et al. (2020); Ade et al. (2016), it is deficient in several aspects. One of its major problems is the initial cosmological singularity. Bouncing cosmologies provide an alternative to overcome this problem. In these models the universe contracts from a very diluted phase and then smoothly evolves into a bounce that leads to the current expansion epoch as described by the  $\Lambda$ CDM model. As the universe contracts, the temperature and density increase erasing all structure in the process. Black holes, however, might survive the bounce and play some role in the subsequent expanding phase of the universe.

The survival of black holes to a cosmological bounce, however, is unclear. Some authors have explored the problem using different approaches (Carr & Coley, 2011; Clifton et al., 2017; Gorkavyi & Tyul'bashev, 2021). Since black holes are essentially spacetime regions with a particular curvature, the global evolution of the universe should affect their horizons, especially close to a bounce. The whole process is dynamical, and hence cannot be investigated using the standard static solutions.

In a previous series of works Pérez et al. (2021a,b) we considered the evolution of the McVittie metric before, during, and after a cosmic bounce and showed that although the metric describes a black hole in the past of

the bounce, the trapping horizon disappears close to it, when it merges with the cosmic horizon. In the McVittie metric, however, the central mass does not interact with the cosmic fluid (its mass remains constant), a situation that does not seem realistic. In this work, we deal with this problem and we investigate a black hole described by a generalized McVittie metric. These solutions are able to represent the interaction of the central object with the cosmic fluid and evolve with the universe.

## 2. Scale factor of the bouncing cosmological model

There are many mechanisms that could generate a cosmological bounce, either by classical or quantum effects. Novello & Bergliaffa (2008). We choose a scale factor that was derived by Celani and collaborators (Celani et al., 2017) considering quantum corrections to the classical evolution of the scale factor Pinto-Neto & Fabris (2013). It has the form

$$a(T) = a_b \left[ 1 + \left( \frac{T}{T_b} \right)^2 \right]^{1/3}. \quad (1)$$

Here,  $T$  is the cosmic time and  $T_b$  fixes the bounce time scale, where  $10^{-41}$  s  $< T_b < 10^{-4}$  s Frion et al. (2020). We adopt a value close to the upper limit ( $T_b = 10^{-4}$  s), so we consider a classical bounce for simplicity.

### 3. Comoving Generalized McVittie spacetime

The McVittie metric (McVittie, 1933) is a solution of Einstein field equations that describes an inhomogeneity embedded in a Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) cosmological background. This solution was later generalized by Faraoni & Jacques (2007). The corresponding line element in isotropic coordinates  $(T, r, \theta, \phi)$  reads

$$ds^2 = - \frac{\left[1 - \frac{Gm(T)}{2c^2 r}\right]^2}{\left[1 + \frac{Gm(T)}{2c^2 r}\right]^2} c^2 dT^2 + a(T)^2 \left[1 + \frac{Gm(T)}{2c^2 r}\right]^4 [dr^2 + r^2 d\Omega^2]. \quad (2)$$

Here,  $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2$ ,  $a(T)$  is the scale factor of the cosmological background model and  $m(T)$  is a function that depends on the cosmic time  $T$ .

In this work, we focus on a particular class of generalized McVittie models that corresponds to the choice  $m(T) = m_0$ , where  $m_0$  is a constant. Under this prescription, the line element (2) is

$$ds^2 = - \frac{\left[1 - \frac{Gm_0}{2c^2 r}\right]^2}{\left[1 + \frac{Gm_0}{2c^2 r}\right]^2} c^2 dT^2 + a(T)^2 \left[1 + \frac{Gm_0}{2c^2 r}\right]^4 [dr^2 + r^2 d\Omega^2]. \quad (3)$$

This metric is usually referred as Comoving Generalized McVittie (CGMcV) spacetime. In the limit  $a(T) \rightarrow 1$ , the Schwarzschild metric in isotropic coordinates is recovered, and if  $m_0 \rightarrow 0$ , we obtain the Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) cosmological spacetime.

In order to determine whether the metric (3) represents a black hole that exists and survives in a universe that goes through a cosmological bounce, a full analysis of the causal structure of the spacetime is necessary. This includes studying the existence of trapping horizons, the determination of regular trapped and anti-trapped regions, and the computation of the trajectories of ingoing and outgoing radial null geodesics.

Trapping horizons are defined as the surfaces where null geodesics change their focusing properties Hayward (1994). Mathematically, these horizons are determined by the condition  $\theta_{\text{in}}\theta_{\text{out}} = 0$  where  $\theta_{\text{in}}$  ( $\theta_{\text{out}}$ ) stands for the expansion of ingoing (outgoing) radial null geodesics with tangent field  $n^a$  ( $l^a$ ). Spacetime regions can be classified as:

- *Regular* if  $\theta_{\text{in}}\theta_{\text{out}} < 0$ .
- *Anti-trapped* if  $\theta_{\text{in}}\theta_{\text{out}} > 0$ , where  $\theta_{\text{in}} > 0$  and  $\theta_{\text{out}} > 0$ .
- *Trapped* if  $\theta_{\text{in}}\theta_{\text{out}} > 0$ , where  $\theta_{\text{in}} < 0$  and  $\theta_{\text{out}} < 0$ .

Trapped regions are a key feature that allow to identify the presence of a black hole Hayward (1994): in the trapped region of a black hole ingoing and outgoing null rays are converging and remain confined and enclosed by a horizon.

The expansion of the null vector  $l^a$  ( $n^a$ ) when the geodesic to which it is tangent is not necessarily affinely-parametrized can be computed using the expression Faraoni (2015)

$$\theta_{\text{out}} = \left[ g^{ab} + \frac{l^a n^b + n^a l^b}{(-n^c l^d g_{cd})} \right] \nabla_a l_b, \quad (4)$$

$$\theta_{\text{in}} = \left[ g^{ab} + \frac{l^a n^b + n^a l^b}{(-n^c l^d g_{cd})} \right] \nabla_a n_b. \quad (5)$$

The analysis of the causal structure is much simpler if performed in Painlevé-Gullstrand (PG) coordinates  $(\tilde{t}, \tilde{r}, \theta, \phi)$ . Under this coordinate transformation, the line element (3) now takes the form\*

$$ds^2 = a^2(\tilde{t}, \tilde{r}) d\tilde{s}^2, \quad (6)$$

$$d\tilde{s}^2 = -c^2 \left(1 - \frac{2Gm_0}{c^2 \tilde{r}}\right) d\tilde{t}^2 + 2c \sqrt{\frac{2Gm_0}{c^2 \tilde{r}}} d\tilde{t} d\tilde{r} + d\tilde{r}^2 + \tilde{r}^2 d\Omega^2. \quad (7)$$

#### 3.1. Trapping horizons

The outgoing (ingoing) radial null geodesic congruence of (7) have tangent fields (Nielsen & Visser, 2006):

$$l^\mu = \left( \frac{1}{c}, 1 - \sqrt{\frac{2Gm_0}{c^2 \tilde{r}}}, 0, 0 \right), \quad (8)$$

$$n^\mu = \left( \frac{1}{c}, -1 - \sqrt{\frac{2Gm_0}{c^2 \tilde{r}}}, 0, 0 \right). \quad (9)$$

We use these two vectors to calculate  $\theta_{\text{out}}$  and  $\theta_{\text{in}}$ . In terms of the scale factor given by (1), the dimensionless cosmic time  $\bar{T} \equiv T/T_b$  and  $x \equiv \tilde{r}/r_g$  ( $r_g \equiv Gm_0/c^2$ ), the expansions take the form

$$\theta_l = \frac{2}{r_g x} \left[ f_1(x) + g(\bar{T}, x) \left( 1 + \frac{\sqrt{\frac{2}{x}}}{f_2(x)} \right) \right],$$

$$\theta_n = \frac{-2}{r_g x} \left[ f_2(x) + g(\bar{T}, x) \left( -1 + \frac{\sqrt{\frac{2}{x}}}{f_1(x)} \right) \right].$$

$$g(\bar{T}, x) = \frac{2 r_g x \bar{T}}{3 c T_b} \frac{1}{(1 + \bar{T}^2)^{4/3}},$$

$$f_{1(2)}(x) = 1 \mp \sqrt{\frac{2}{x}}.$$

We show in Fig. 1 a plot of the location of the trapping horizons and the different spacetime regions.

#### 3.2. Radial null geodesics and light cones

We obtain the equation that determines the trajectories of outgoing and ingoing radial null geodesics by setting  $\tilde{d}s^2 = 0$  and  $d\theta = d\phi = 0$

$$\frac{dx}{d\bar{T}} \Big|_{\pm} = \frac{c T_b}{a(\bar{T}) r_g} \left( \pm 1 - \sqrt{\frac{2}{x}} \right), \quad (10)$$

\*Notice that there are two intermediate coordinate transformations:  $(T, r, \theta, \phi) \rightarrow (T, \tilde{r}, \theta, \phi)$ , isotropic to radius coordinate;  $(T, \tilde{r}, \theta, \phi) \rightarrow (\tau, \tilde{r}, \theta, \phi)$ , cosmic time to conformal time, and then to PG coordinates.

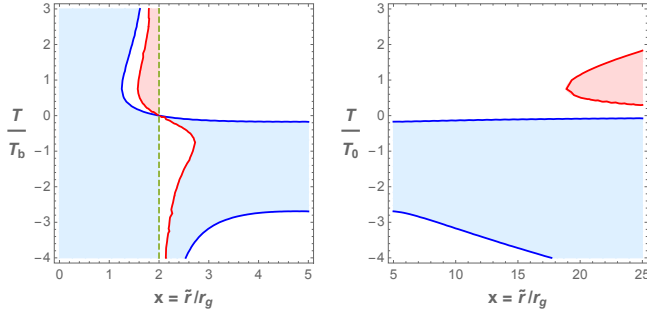


Figure 1: The blue and red lines indicates the conditions  $\theta_{\text{out}} = 0$  and  $\theta_{\text{in}} = 0$ , respectively. The dashed green line denotes the surface  $\tilde{r} = 2r_g$ . The trapped regions are painted in light blue, the anti-trapped are coloured in light pink and the regular zones are in white. Here,  $T_b = 10^{-4}$  s and  $m_0 = 10 M_\odot$ .

where the “+” (“-”) corresponds to the outgoing (ingoing) case. We integrate this equation and show the result in Fig. 2. The dotted curves represent the null ingoing geodesics while the dashed curves the null outgoing ones. The grey shadow regions show some light cones and the black arrow indicates the local future direction.

The trajectories of ingoing radial null geodesics have a negative slope for all values  $\tilde{T}$  and  $x$ . Those ingoing null rays that go through the surface  $x = 2$ , end up at the singular surface  $x = 0$ . These geodesics can cross the surface  $x = 2$  in only one way: from  $x > 2$  to  $x < 2$  since the region enclosed by  $x = 2$  is trapped.

Outgoing null geodesics are expanding in the region  $x > 2$  for all values of the cosmic time. As they get closer to  $x = 2$ , the slope of the trajectories becomes smaller and in the limit  $x \rightarrow 2$ , the slope goes to zero. In the trapped region ( $x < 2$ ), the slope of outgoing null rays is negative and these geodesics are interrupted at the singularity.

The light cone structure makes evident that the surface  $x = 2$  acts as a one way membrane behaving

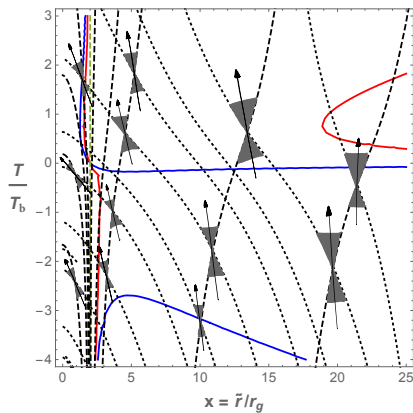


Figure 2: The dotted (dashed) curves represent the null ingoing (outgoing) radial geodesics. The grey shadow regions show some light cones and the black arrow indicates the future direction. Here,  $T_b = 10^{-4}$  s and  $m_0 = 10 M_\odot$ .

like an event horizon that is present at all cosmological epochs of the universe (contraction, bounce and expansion). Thus, we conclude that the comoving generalized McVittie spacetime in a bouncing cosmological model includes a dynamical black hole at all times

### 4. Conclusions

We have analyzed the causal structure of the comoving generalized McVittie spacetime in a bouncing cosmological model. We have computed the trapping horizons, spacetime regions, and derived the trajectories of radial null rays. We have probed that a dynamical black hole is present at all stages of the cosmic evolution, before, during and after the bounce.

If black holes survive through a cosmological bounce, they might play an important role in the subsequent expanding phase of the universe. For instance, these surviving black holes might contribute to a fraction of the total dark matter component or provide the seeds for the formation of galaxies Carr & Silk (2018); Carr & Kühnel (2020). Some of these issues will be explored in a future work.

*Acknowledgements:* The authors are grateful to Santiago E. Perez Bergliaffa for many insightful comments on this article. This work was supported by the National Agency for Scientific and Technological Promotion (PICT 2017-0898 and PICT 2017-2865), grant PIP 0554 (CONICET) and the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) under grant PID2019-105510GBC31 and through the Center of Excellence Mara de Maeztu 2020-2023 award to the ICCUB (CEX2019-000918-M).

### References

Ade P.A.R., et al., 2016, *A&A*, 594, A13  
 Carr B., Kühnel F., 2020, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 70, annurev  
 Carr B., Silk J., 2018, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 478, 3756  
 Carr B.J., Coley A.A., 2011, *International Journal of Modern Physics D*, 20, 2733  
 Celani D.C.F., Pinto-Neto N., Vitenti S.D.P., 2017, *Phys. Rev. D*, 95, 023523  
 Clifton T., Carr B., Coley A., 2017, *Class. Quantum Grav.*, 34, 135005  
 Faraoni V. (Ed.), 2015, *Cosmological and Black Hole Apparent Horizons, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, vol. 907, Springer Cham  
 Faraoni V., Jacques A., 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 063510  
 Frion E., et al., 2020, *Phys. Rev. D*, 101, 103503  
 Gorkavyi N., Tyul’bashev S., 2021, *arXiv e-prints*, arXiv:2110.11897  
 Hayward S.A., 1994, *Phys. Rev. D*, 49, 6467  
 McVittie G.C., 1933, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 93, 325  
 Nielsen A.B., Visser M., 2006, *Class. Quantum Grav.*, 23, 4637  
 Novello M., Bergliaffa S.E.P., 2008, *Phys. Rept.*, 463, 127  
 Pérez D., Bergliaffa S.E.P., Romero G.E., 2021a, *Phys. Rev. D*, 103, 064019  
 Pérez D., Perez Bergliaffa S.E., Romero G.E., 2021b, *Astron. Nachr.*, 342, 69  
 Pinto-Neto N., Fabris J., 2013, *Class. Quant. Grav.*, 30, 143001  
 Planck Collaboration, et al., 2020, *Astron. Astroph.*, 641, A6





# Estrellas híbridas magnetizadas en el contexto de astronomía multimensajera

M. Mariani<sup>1, 2</sup>, D. Curin<sup>1</sup>, M.G. Orsaria<sup>1, 2</sup> & I.F. Ranea-Sandoval<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Grupo de Gravitación, Astrofísica y Cosmología, FcAGLP-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / mmariani@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las recientes detecciones de LIGO/Virgo y NICER han puesto fuertes restricciones sobre las propiedades de las estrellas de neutrones. En este trabajo, estudiamos estrellas de neutrones modelándolas como estrellas híbridas, objetos compactos con un núcleo de materia de quarks rodeado por capas de materia hadrónica. Además, consideramos la presencia de intensos campos magnéticos, motivada por la detección de magnetares como el recientemente descubierto Swift J1818.0-1607. Incorporamos los efectos del momento magnético anómalo de las partículas constituyentes a la ecuación de estado de la materia densa y analizamos las implicancias de diferentes transiciones de fase hadrón-quark sobre la estabilidad dinámica de dichos objetos compactos. Los resultados de este estudio muestran que las restricciones sobre la masa, radio y deformabilidad de marea, impuestas por las observaciones de púlsares masivos y ondas gravitacionales, pueden ser satisfechas en el marco de nuestro modelo.

**Abstract** / The most recent detections of LIGO/Virgo and NICER have placed strong constraints on neutron stars' properties. In this work, we study neutron stars modeling them as hybrid stars, compact objects with a quark matter core surrounded by layers of hadronic matter. In addition, we consider the presence of strong magnetic fields, motivated by magnetars detection, like the recently discovered Swift J1818.0-1607. We incorporate the effects of the anomalous magnetic moment of the constituent particles into the equation of state of dense matter and analyze the implications of different hadron-quark phase transitions on the dynamic stability of these compact objects. This study shows that the constraints on the mass, radius, and tidal deformability, imposed by observations of massive pulsars and gravitational waves can be satisfied within the framework of our model.

**Keywords** / stars: magnetars — stars: neutron — equation of state — dense matter

## 1. Introducción

Los resultados de la última detección conjunta en rayos-X de NICER y XMM-Newton del púlsar J0740+6620 (Riley et al., 2021; Miller et al., 2021) (cuya masa fue establecida previamente en Cromartie et al. (2020); Fonseca et al. (2021)) han entrado en conflicto con los provenientes de la astronomía multimensajera (ondas gravitacionales con contraparte electromagnética) presentados por LIGO/Virgo para el evento GW170817 (Abbott et al., 2018). Estas observaciones, junto con otras, como la de los púlsares PSR J0348+0432 (Antoniadis et al., 2013), PSR J1614-2230 (Demorest et al., 2010; Arzoumanian et al., 2018), PSR J0030+0451 (Riley et al., 2019; Miller et al., 2019) y la del evento GW190425 (Abbott et al., 2020), establecen un conjunto de restricciones que desafían fuertemente a los actuales modelos teóricos que describen la composición de los núcleos de estrellas de neutrones (ENs).

En este trabajo, modelamos ENs como *estrellas híbridas* (EHs), objetos compactos con un núcleo de materia de quarks rodeado por capas de materia hadrónica. Además, consideramos la presencia de intensos campos magnéticos (CM), motivada por la detección de *magnetares*, como el recientemente descubierto Swift J1818.0-1607 (Blumer & Safi-Harb, 2020).

## 2. Ecuación de estado híbrida

Construimos las EHs a través de una *ecuación de estado* (EdE), que describe la relación entre la densidad de energía,  $\epsilon$ , y la presión,  $P$ , de la materia. A densidades bajas, consideramos la presencia de materia hadrónica -incluyendo las partículas del octeto bariónico y los bariones  $\Delta$ - a través del modelo Relativista de Campo Medio, teniendo en cuenta la parametrización SW4L (Spinella & Weber, 2019; Malfatti et al., 2020). Para densidades altas, consideramos la presencia de materia de quarks extraña -quarks  $u, d, s$ - utilizando el modelo de Campo Correlacionador (MCC) (Simonov & Trusov, 2007a,b). Entre ambas fases, asumimos que se produce una transición de fase abrupta a presión constante, conocida como *transición de Maxwell* (ver Fig. 1).

Incluimos el CM en el interior de la estrella mediante un campo parametrizado a través de una función exponencial (Dexheimer et al., 2012). El efecto de dicho CM se tiene en cuenta en la aparición de los *niveles de Landau* de las partículas cargadas y en la inclusión del *momento magnético anómalo* (MMA) de las partículas eléctricamente neutras (Ferrer et al., 2015).

Consideramos dos casos de estudio (ver Tabla 1), tomando un solo conjunto de parámetros del MCC, dado por  $V_1 = 60$  MeV,  $G_2 = 0.012$  GeV<sup>4</sup>. Esta elección

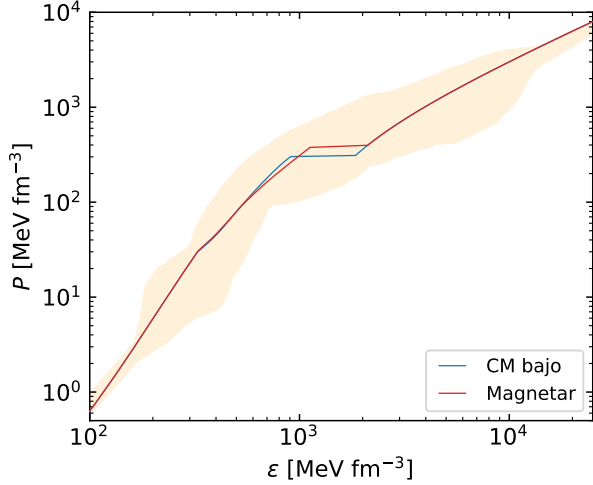


Figura 1: EdEs híbridas para ambos casos del CM. La región a presión constante señala la transición de fase hadrón-quark abrupta; densidades de energía menores a esta región corresponden a la fase de hadrones, y densidades mayores, a la fase de quarks. La región coloreada naranja corresponde a las cotas mostradas en Annala et al. (2020).

permite analizar y comparar los resultados obtenidos para *púlsares* convencionales (CM bajo) y magnetares.

Las EdEs híbridas se muestran en la Fig. 1. A medida que el CM aumenta, la transición de fase hadron-quark ocurre a presión y densidad de energía mayores y el salto en densidad de energía se acorta. Ambos casos satisfacen las cotas -de experimentos nucleares y de la QCD perturbativa- presentadas por Annala et al. (2020).

Caso	$B_{\text{sup}}$ [Gauss]	$B_{\text{cen}}$ [Gauss]
CM bajo	$1.0 \times 10^{12}$	$1.0 \times 10^{15}$
Magnetar	$1.0 \times 10^{15}$	$3.0 \times 10^{18}$

Tabla 1: Casos de estudio seleccionados según diferentes intensidades del CM. Para el caso de CM bajo, los efectos de los niveles de Landau y del MMA son despreciables.

En la Fig. 2 se muestra la abundancia de partículas. Se observa que la magnitud del CM no modifica la especie de partículas presentes en cada fase, aunque sí tiene efectos sobre la abundancia de cada especie. En particular, la población leptónica ( $e$ ,  $\mu$ ) es la más afectada por la presencia del CM, disminuyendo rápidamente para CM bajos, hasta hacerse despreciable en la fase de quarks. Además, en el caso de CM altos, las abundancias presentan oscilaciones, efecto característico de la cuantización de Landau.

### 3. Estructura de estrellas híbridas

Una vez construida la EdE híbrida, modelamos las EHs integrando las ecuaciones Tolman-Oppenheimer-Volkoff de equilibrio hidrostático relativista, para obtener las configuraciones de equilibrio. Trabajamos en el marco de la hipótesis de CM caótico (Mariani et al., 2019), que

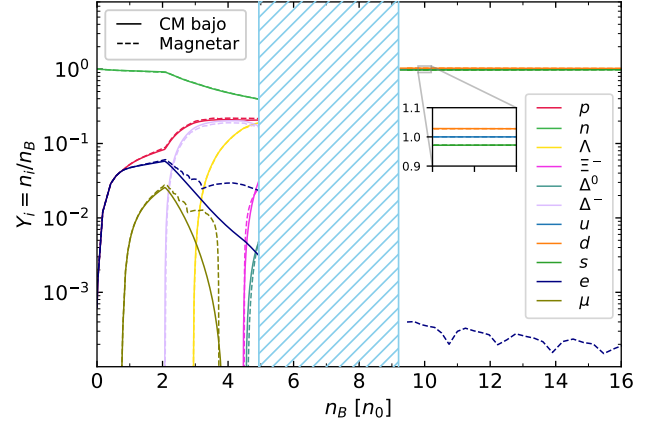


Figura 2: Abundancia de partículas en función de la densidad numérica de bariones, en unidades de la densidad de saturación nuclear,  $n_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$ , para ambos casos del CM. La región rayada celeste muestra el salto discontinuo en la densidad, producto de la transición de fase abrupta. La curvas de los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  se encuentran notoriamente superpuestas, como se aprecia en el recuadro aumentado; la abundancia de electrones en la fase de quarks es despreciable para el caso de CM bajo.

permite promediar las presiones paralela y perpendicular, propias de la anisotropía local del CM, y considerar la hipótesis de simetría esférica.

En la Fig. 3 está representada la relación masa-radio para las familias de estrellas de los casos seleccionados. En este trabajo, al considerar el escenario de conversión hadron-quark lenta, hemos encontrado largas ramas de estabilidad extendida. Cabe destacar que, en caso de considerar conversión rápida, la aparición de materia de quarks en el núcleo de estos objetos compactos desestabiliza las estrellas, dejando solamente estable la rama puramente hadrónica. De esta manera, la presencia de EHs es no despreciable solo en el caso de conversiones lentas.

Para los casos estudiados, el aumento del CM genera que la masa máxima de las familias de estrellas disminuya (ver Tabla 2). La presencia de CM no solo afecta la masa máxima, sino que además, en el caso de conversiones lentas, las soluciones para CM bajos presentan ramas extendidas más largas, llegando hasta radios y masas menores (ver Tabla 2). Finalmente, vemos que nuestro modelo satisface las actuales restricciones observacionales para el caso de CM bajo, mientras que el caso magnetar resulta fuera de las últimas restricciones impuestas por el púlsar J0740+6620. Este escenario no resulta problemático, dado que para este púlsar particular no se estiman CM intensos.

En la Fig. 4 está representada la relación entre la deformabilidad de marea adimensional,  $\Lambda$ , y la masa para los casos de estudio seleccionados. Esta relación resulta de particular relevancia pues, a partir del evento GW170817, se ha establecido una cota para una EN con  $M = 1.4 M_{\odot}$ ,  $70 < \Lambda_{1.4M_{\odot}} < 580$ . En nuestro modelo, esta restricción se satisface a través de la rama de estabilidad tradicional -estable en ambos escenarios, rápido y lento-, que corresponde a estrellas puramente

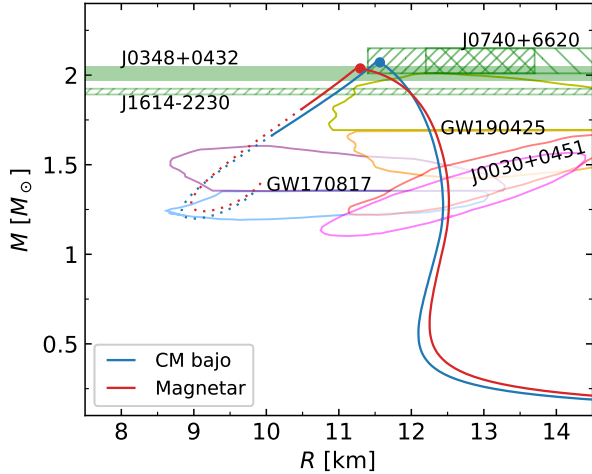


Figura 3: Plano masa-radio para ambos casos del CM. Para conversiones lentas, las soluciones estables corresponden a las curvas continuas; para conversiones rápidas, las configuraciones se desestabilizan luego del máximo, hacia radios menores. El punto circular sobre cada curva indica la aparición del núcleo de quarks. Las distintas regiones coloreadas muestran las restricciones observacionales actuales.

hadrónicas.

Caso	$M_{\max}$	$R_{\max}$	$M_{\text{term}}$	$R_{\text{term}}$
CM bajo	2.08	11.52	1.67	10.09
Magnetar	2.04	11.26	1.81	10.49

Tabla 2: Valores característicos para los casos de estudio. Las masas se expresan en unidades de masas solares,  $M_{\odot}$ , y los radios en km. La etiqueta *term* representa, para conversiones lentas, la última estrella estable de la rama extendida.

#### 4. Discusión y conclusiones

En los últimos años han surgido variadas restricciones vinculadas a las ENs, provenientes de experimentos de física nuclear, cálculos de la QCD, observaciones de púlsares y fusión de ENs. La discrepancia que surge entre los resultados provenientes de estas restricciones y los modelos teóricos actuales que describen las ENs aún no está resuelta.

En particular, en nuestro estudio centrado en EHs con CMs, logramos satisfacer las restricciones observacionales actuales y, además, al momento de comparar los diferentes casos de CM, evidenciamos efectos medibles sobre la estructura y estabilidad de las EHs. Queda, como trabajo a futuro, realizar una exploración sistemática del espacio de parámetros de nuestro modelo y el cálculo y análisis de nuevas cantidades observables, como las frecuencias de los modos de oscilación no-radiales, relacionados con la emisión de ondas gravitacionales.

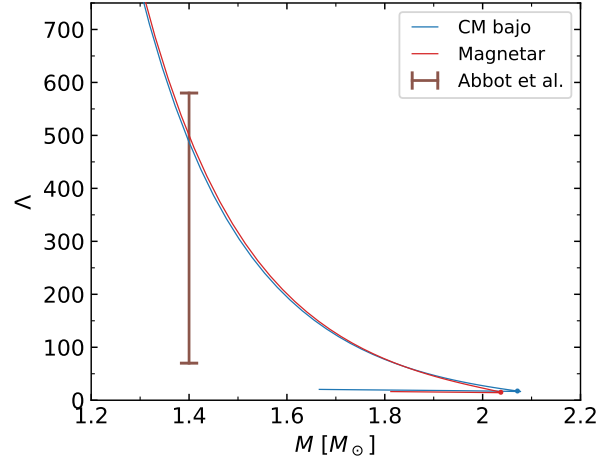


Figura 4: Plano de deformabilidad de marea adimensional,  $\Lambda$ -masa para ambos casos del CM. Para las conversiones lentas, solo se muestran las configuraciones de equilibrio; para el caso de conversiones rápidas, la rama estable se mantiene, desde valores de  $\Lambda$  mayores ( $\Lambda \sim 700$ ), hasta la configuración de masa máxima ( $\Lambda \sim 0$ ). El segmento vertical indica la restricción obtenida a partir del evento GW170817.

Nuestros resultados apuntan a que el estudio por menorizado de posibles nuevos efectos incluidos en las EdEs, junto con futuras observaciones, contribuya a resolver las discrepancias actuales entre los experimentos y observaciones con la teoría.

*Agradecimientos:* M.M. es becario posdoctoral de CONICET, D.C. becaria doctoral de la UNLP. El trabajo de M.M., D.C., M.O. e I.F.R.-S. está parcialmente financiado por el CONICET y la UNLP (Argentina) a través de los subsidios PIP-0714, G157 y G007. I.F.R.-S. también se encuentra financiado parcialmente por el subsidio PICT 2019-0366 de la ANPCyT, Argentina.

#### Referencias

- Abbott B.P., et al., 2018, Phys. Rev. Lett., 121, 161101  
Abbott B.P., et al., 2020, ApJL, 892, L3  
Annala E., et al., 2020, Nat. Phys., 16, 907  
Antoniadis J., et al., 2013, Science, 340, 448  
Arzoumanian Z., et al., 2018, ApJS, 235, 37  
Blumer H., Safi-Harb S., 2020, ApJL, 904, L19  
Cromartie H.T., et al., 2020, Nat. Astron., 4, 72  
Demorest P.B., et al., 2010, Nature, 467, 1081  
Dexheimer V., et al., 2012, Eur. Phys. J. A, 48, 189  
Ferrer E.J., et al., 2015, Phys. Rev. D, 91, 085041  
Fonseca E., et al., 2021, ApJL, 915, L12  
Malfatti G., et al., 2020, Phys. Rev. D, 102, 063008  
Mariani M., et al., 2019, MNRAS, 489, 4261  
Miller M.C., et al., 2019, ApJL, 887, L24  
Miller M.C., et al., 2021, arXiv: arXiv:2105.06979  
Riley T.E., et al., 2019, ApJL, 887, L21  
Riley T.E., et al., 2021, arXiv: arXiv:2105.06980  
Simonov Y.A., Trusov M.A., 2007a, JETP Letters, 85, 598  
Simonov Y.A., Trusov M.A., 2007b, Phys. Lett. B, 650, 36  
Spinella W.M., Weber F., 2019, Astron. Nachr., 340, 145



# X-ray spectral analysis of the microquasar 1E 1740.7-2942

E.A. Saavedra<sup>1</sup>, P. Sotomayor Checa<sup>1,2</sup>, F.L. Vieyro<sup>1,2</sup> & G.E. Romero<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CIPCPBA-UNLP, Argentina*

Contact / saavedraenz@gmail.com

**Resumen** / Presentamos los resultados de un estudio de la emisión de rayos X del microcuasar 1E1740.7-2942, conocido como “*el Gran Aniquilador*”. La observación fue realizada el 14 de mayo del 2021 y tiene una duración de 44 ks. El análisis temporal mostró un comportamiento de baja variabilidad alrededor de  $12.57 \pm 0.64$  c/s. El análisis espectral muestra que con un modelo tipo ley de potencias más un cuerpo negro es suficiente para poder describir el espectro. El índice de la ley de potencias ( $E^{-\Gamma}$ ) es de  $\Gamma \approx 1.8$  y la temperatura asociada al cuerpo negro es de  $\approx 0.3$  keV. Proponemos una interpretación del espectro basada en un jet relativista y una corona caliente, e inferimos los correspondientes parámetros físicos.

**Abstract** / We present the results of the study of the X-ray emission of the microquasar 1E1740.7-2942, known as “the Great Annihilator”. The observation was made on 14 May 2021 and had a duration of 44 ks. The temporal analysis shows a low variability behaviour around  $12.57 \pm 0.64$  c/s. The spectral analysis indicates that a power-law model plus a blackbody is sufficient to describe the spectrum. The power-law index ( $E^{-\Gamma}$ ) is  $\Gamma \approx 1.8$  and the associated blackbody temperature is  $\approx 0.3$  keV. We propose an interpretation of the spectrum based on a relativistic jet and a hot corona, and infer the corresponding physical parameters.

**Keywords** / stars: individual (1E 1740.7-2942) — stars: black holes — stars: jets — X-rays: binaries — relativistic processes — accretion, accretion disks

## 1. Introduction

The astrophysical source 1E 1740.7-2942 is the brightest hard X-ray source near the Galactic Center. The source was discovered with the *Einstein Observatory* satellite (Hertz & Grindlay, 1984), and classified as a black hole candidate because of its similarities with Cygnus X-1 (Sunyaev et al., 1991). When a double sided radio emitting jet associated with the source was discovered by Mirabel et al. (1992), the source was classified as a “*microquasar*”. The system was later classified as a high-mass X-ray binary system with a black hole, due to the detection of an extended near-infrared counterpart (Martí et al., 2010). No optical or infrared counterpart are detected since the system suffers from extremely high galactic extinction (e.g., Gallo et al. 2003).

The source spends most of the time in the low/hard state (LHS), as observed by different telescopes over the years (del Santo et al. 2005; Reynolds & Miller 2010; Natalucci et al. 2014a). This state can be well described by a thermal comptonisation model (Castro et al., 2014; Stecchini et al., 2021). Bosch-Ramon et al. (2006) applied a jet+corona model to study the multiwavelength behavior of the source. In this work, we aim at analyzing the new X-ray observations of the source, and apply a similar jet-corona model to account for the new data.

## 2. Observation and Data Analysis

*NuSTAR* (*Nuclear Spectroscopic Telescope Array*; Harrison et al. 2013) observed 1E 1740.7-2942 with its two co-aligned telescopes operating in the 3–79 keV energy

range; each telescope has its own Focal Plane Module, A (*FPMA*) and B (*FPMB*), consisting of a solid-state CdZnTe solid-state detector. 1E 1740.7-2942 was observed in May 14, 2021 (ObsID 90701317002), with an exposure of 44 ks and livetime of 23.6 ks. The data were reduced using *NuSTARDAS-v. 2.0.0* analysis software from the *HEASoft v.6.28* task package and *CALDB (V.1.0.2)* calibration files. The source events collected within a circular region of 119 arcsecond radius around the focal point. Background events were taken from a source-free circular region with a radius of 164 arcseconds.

Light curves and spectra were extracted using *nuproducts* task. Background light curve subtraction and addition of the light curves of both detectors was performed by the *LCMATH* task. We corrected observations folded to obtain a final light curve.

*XSPEC v12.11.1* package (Arnaud, 1996) was employed to model the spectra. The source spectrum were rebinned to have at least 30 counts per energy bin, in the 3–79 keV energy band, in order to apply  $\chi^2$  statistics. In order to analyze the spectral properties of the source, average and time resolved spectra were extracted for each camera.

## 3. Results

### 3.1. Timing analysis

In Fig. 1 we show a light curve of the source with a binning of 100 s in the 3–79 keV energy range. A statistical analysis of the light curve was performed using the

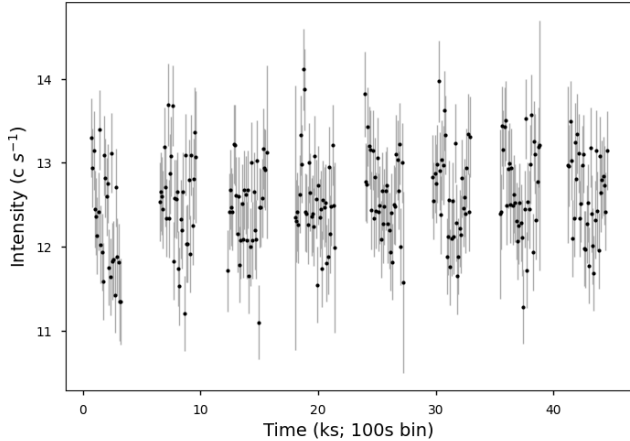


Figure 1: Background corrected light curve of 1E 1740.7-2942 with a binning of 100 s, starting at 59348.4244 MJD.

`lcstats` task. An average of 12.57 c/s with a standard deviation of 0.64 c/s was found.

Light curves with different time binning were extracted. All of them showed a constant behavior around an average value. The `powspec` task was used to search for oscillations such that the Nyquist frequency was 715 Hz in the power spectrum. No significant oscillations were found.

### 3.2. Spectral analysis

A spatially resolved spectral analysis was performed in order to characterize the source. Simultaneous modelling of the source and the background were performed using the two NuSTAR telescopes in which the calibration counter varied by 2%.

The broadband spectrum of the source can be adequately fitted by means of a composite model with two continuum components: a black body model, with its peak at low energies, and a power law. The region associated with low energies was tested with the `bbody` and `diskbb` models, due to the fact that residuals when fitting a continuous component showed excess counts around  $\approx 3$  keV. For the `diskbb` model there was no way to fit, as in all cases the  $T_{in}$  or normalization errors diverged. The best fit was obtained with a `bbody` at  $\approx 0.3$  keV.

The interstellar absorption was modelled using the Tuebingen-Boulder interstellar absorption model (`tbabs`), with solar abundances set according to Wilms et al. (2000), and the effective cross sections given by Verner et al. (1996).

The parameters associated with the best-fit final model and the spectrum are given in Table 1 and Figure 2, respectively.

### 3.3. Broadband spectrum modelling

A stationary one-zone relativistic conical jet model was used to model the jet emission. We consider that electrons are cooled by synchrotron radiation, inverse Compton scattering against photons from the accre-

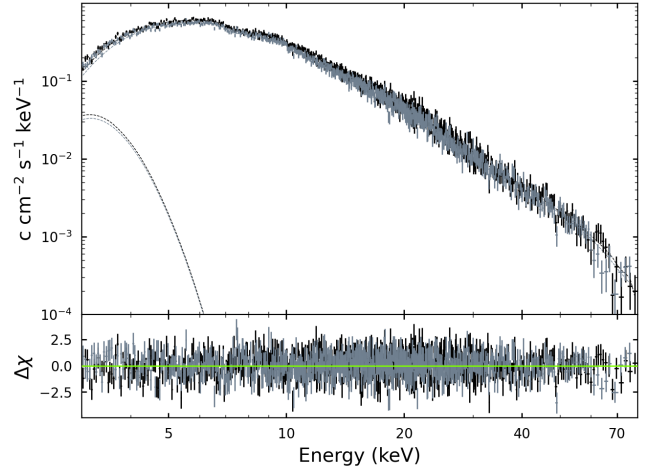


Figure 2: *Top panel:* NuSTAR's FPMA and FPMB average energy spectrum of 1E 1740.7-2942. The continuum can be described by a contribution of absorbed powerlaw and blackbody. *Bottom panel:* residuals associated with the continuous model.

Parameters	Values
$C_{FPMA/FPMB}$	$1.020 \pm 0.007$
$n_H (10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$11.9 \pm 0.3$
$\Gamma$	$1.85 \pm 0.01$
norm	$0.077 \pm 0.004$
$kT_{BB}$ (keV)	$0.29 \pm 0.06$
norm	$0.010 \pm 0.006$
$\chi^2/\text{dof}$	1384.68/1350

Table 1: Final parameters of the energy spectrum in the 3–79 keV range of the `const*tbabs*(powerlaw+bbbody)`.

tion disc and synchrotron-self Compton, relativistic Bremsstrahlung, adiabatic losses by the lateral expansion of the jet, and they can escape from the acceleration region by advection. The transport equation was solved numerically and the calculated fluxes were transformed to the observer reference frame. We explore the parameter space to determine whether the jet model is sufficient to simultaneously explain the radio and X-ray data. We add the thermal emission generated by a corona above the accretion disc considering a power-law distribution with an exponential cutoff.

When applying a single jet model, we find that although the synchrotron emission of the jet can fit the X-ray data, it is not adequate to model the radio data by several orders of magnitude. A jet two-zone model can explain both bands simultaneously. Alternatively, when applying a combined jet+corona model, we are able to reproduce all components: the jet is responsible for the radio flow, and a corona for the NuSTAR data. The best-fit parameters and the associated SED can be seen in Table 2 and Fig. 3. Jet parameters are consistent with those considered in Bosch-Ramon et al. (2006). In particular, the acceleration region is located in the range of the spatial resolution of the instrument.

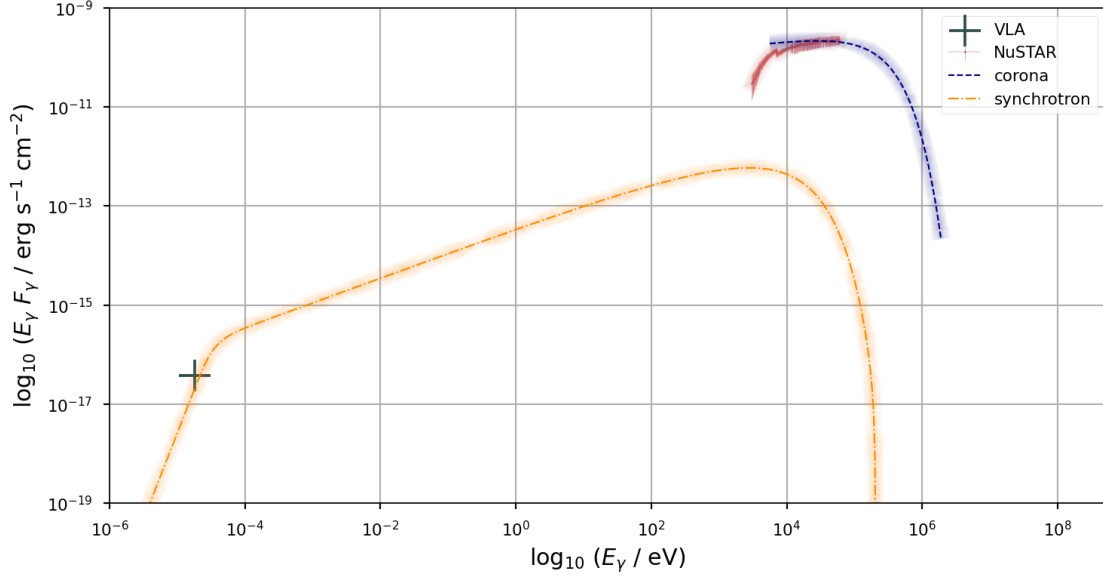


Figure 3: Spectral energy distribution associated with the source 1E 1740.7-2942. Two models were fitted to explain the observations associated with the radio band and the X-ray band. The model associated with a relativistic jet is shown in green, and a thermal corona in white. Only the SED components relevant for the fit are shown.

Jet Parameters	Coronal Parameters
$L_k = 5 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$	$M_{\text{bh}} = 5M_{\odot}$
$\Gamma_j = 1.035$	$R_c = 7.38 \times 10^7 \text{ cm}$
$z_0 = 200 r_g$	$T_e = 1 \times 10^9 \text{ K}$
$z_{\text{acc}} = 9 \times 10^5 r_g$	$T_i = 1 \times 10^{12} \text{ K}$
$B_0 = 8.7 \times 10^6 \text{ G}$	$B_{\text{mag}} = 2.7 \times 10^5 \text{ G}$
$B_{\text{acc}} = 0.4 \text{ G}$	$n_i = 1.40 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
$q_{\text{rel}} = 0.1$	$n_e = 1.40 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
$p = 2$	$\Gamma = 1.85$
$\eta_{\text{acc}} = 10^{-3}$	$\Gamma_{\text{cutoff}} = 190 \text{ keV}$

Table 2: Parameters adopted in the jet model:  $L_k$  is the kinetic power,  $\Gamma_j$  is its Lorentz factor,  $z_0$  is the launch point,  $z_{\text{acc}}$  is the relativistic particle injection point,  $r_g = GM_{\text{bh}}/c^2$  is the gravitational radius,  $B_0$  is the magnetic field at  $z_0$ ,  $B_{\text{acc}}$  is the magnetic field at  $z_{\text{acc}}$ ,  $q_{\text{rel}}$  is the fraction of the jet power in relativistic particles,  $p$  is the injection spectral index and  $\eta_{\text{acc}}$  is the acceleration efficiency. Parameters adopted in the corona model:  $M_{\text{bh}}$  is the black hole mass,  $R_c$  is the corona radius,  $T_e$  is the electron temperature,  $T_i$  is the ion temperature,  $B_{\text{mag}}$  is the magnetic field,  $n_i$  and  $n_e$  are plasma density,  $\Gamma$  is the x-ray spectrum power-law index and  $\Gamma_{\text{cutoff}}$  is the x-ray spectrum cut-off (Natalucci et al., 2014b).

#### 4. Conclusions

The reduction of the recent NuSTAR observation and its subsequent analysis allowed us to infer some parameters of the microquasar 1E1740.7-2942. In order to reproduce the SED, we applied a relativistic jet model and a thermal corona model. We show that a one-zone jet model is not sufficient to explain the X-ray observations. This is in agreement with the results in Bosch-Ramon

et al. (2006).

In the future, a hadronic component will be added to the jet model and non-thermal processes in the corona. Observations in different spectral bands will also be added to test the proposed models more robustly.

*Acknowledgements:* FLV, PSC and GER acknowledge support by PIP 2021-1639 (CONICET). GER acknowledges the support by the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) under grant PID2019-105510GB-C31 and through the ‘‘Center of Excellence María de Maeztu 2020-2023’’ award to the ICCUB (CEX2019-000918-M).

#### References

- Arnaud K.A., 1996, G.H. Jacoby, J. Barnes (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 101, 17
- Bosch-Ramon V., et al., 2006, *A&A*, 457, 1011
- Castro M., et al., 2014, *A&A*, 569, A82
- del Santo M., et al., 2005, *A&A*, 433, 613
- Gallo E., Fender R.P., Pooley G.G., 2003, *MNRAS*, 344, 60
- Harrison F.A., et al., 2013, *ApJ*, 770, 103
- Hertz P., Grindlay J.E., 1984, *ApJ*, 278, 137
- Martí J., et al., 2010, *ApJL*, 721, L126
- Mirabel I.F., et al., 1992, *Nature*, 358, 215
- Natalucci L., et al., 2014a, *ApJ*, 780, 63
- Natalucci L., et al., 2014b, *ApJ*, 780, 63
- Reynolds M., Miller J., 2010, *ApJ*, 716
- Stecchini P.E., et al., 2021, *Astron. Nachr.*, 342, 315
- Sunyaev R., et al., 1991, *ApJL*, 383, L49
- Verner D.A., et al., 1996, *ApJ*, 465, 487
- Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, *ApJ*, 542, 914



# Exploring the formation of supermassive black holes in protostar clusters, incorporating a hydrodynamic treatment

P.A. Solar<sup>1</sup>, D.R.G. Schleicher<sup>1</sup>, B. Reinoso<sup>1</sup> & R.S. Klessen<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*

<sup>2</sup> *Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Alemania*

Contact / paulo.solar.v@gmail.com

**Resumen** / Los agujeros negros supermasivos tienen un origen enigmático y los modelos que pretenden explicar su formación, en particular el escenario de colapso directo, enfrentan problemas sustanciales. Estos se basan en los requisitos simultáneos de metalicidades extremadamente bajas y fuertes fondos de radiación. Aquí, exploramos un modelo alternativo de formación de semillas de agujeros negros supermasivos a través de la creación de un cúmulo de estrellas inicial en una nube de gas primordial donde las colisiones estelares dan lugar a la formación de objetos masivos. Nos enfocamos principalmente en incorporar una descripción hidrodinámica físicamente motivadora del gas dentro de la interface AMUSE. Nuestros cálculos muestran que la interacción entre la dinámica estelar y la dinámica del gas es particularmente importante, ya que impacta en la estabilidad del sistema y por lo tanto en la acumulación de gas. Concluimos que es posible formar un objeto masivo mediante acreción y colisiones.

**Abstract** / Supermassive black holes have an enigmatic origin and models that aim to explain their formation, in particular the direct collapse scenario, face substantial problems. These are based on the simultaneous requirements of extremely low metallicities and strong radiation backgrounds. Here, we explore an alternative model of supermassive black hole seed formation through the creation of an initial star cluster in a primordial gas cloud where stellar collisions give rise to the formation of massive objects. We focus primarily on incorporating a physically motivating hydrodynamical description of the gas within the AMUSE framework. Our calculations show that the interaction between stellar dynamics and gas dynamics is particularly important, as it impacts the stability of the system and therefore the accumulation of gas. We conclude that it is possible to form a massive object through accretion and collisions.

*Keywords* / stars: black holes — methods: numerical — cosmology: theory — early universe — stars: Population III

## 1. Introduction

Over the last years, more than 200 supermassive black holes (SMBHs) with masses  $10^9 [M_{\odot}]$  have been discovered at high redshift  $z > 6$  (Shen et al., 2019). One needs very massive initial seeds of the order of at least  $10^4 [M_{\odot}]$  to reach the masses that were observed, especially when realistic spin parameters and accretion disc models are taken into account (Shapiro, 2005). The possible scenarios leading to the formation of a SMBH were already outlined by Rees (1984), which are: the direct collapse of massive gas clouds either to a black hole or to a supermassive star, which later collapses to a black hole via general relativistic instabilities, or the formation of a dense stellar cluster, which may either collapse into a black hole seed through relativistic instabilities or evolve due to stellar mergers.

Direct collapse is considered the most promising scenario, because it can produce the most massive seeds. Numerical simulations have shown that the only possibility for the direct collapse scenario to occur is if the cooling is efficiently suppressed, which can be achieved when a strong radiation background photodissociates the molecular hydrogen, therefore preventing strong fragmentation of the gas cloud (Latif et al., 2013). However, the need to have very strong radiation back-

grounds, while keeping the gas metal-free, can at best be satisfied under very rare conditions (Agarwal et al., 2017). Additionally, the need for a large value of  $J_{21}$  strongly limits the number of massive black holes that could be produced via the direct collapse scenario (Dijkstra et al., 2014). Another promising but little investigated pathway is the formation of a SMBH seed via dynamical processes, in cases where direct collapse fails and fragmentation occurs, so it causes a cluster of protostars to form. When such a cluster is still embedded in gas, the growth of the most massive object could still occur via collisions and accretion; recent works show that the protostellar radii can be considerably enhanced in the presence of accretion, reaching radii of 100 to 1 000  $[R_{\odot}]$  for protostars with 10 to 100  $[M_{\odot}]$  (Hosokawa et al., 2013; Haemmerlé et al., 2018). This provides additional motivation to consider the interplay between collisions and accretion.

In the context of supermassive black holes, this possibility was first explored by Boekholt et al. (2018), where they considered a protostellar cluster with a Plummer distribution, embedded in a gas reservoir of  $\sim 10^5 M_{\odot}$ . From the exploration of the parameter space, they found that it is feasible to form quite massive objects of  $10^4$  up to  $10^5$  solar masses in these scenar-

ios. Also, Reinoso et al. (2020) explored the impact of an external potential on the dynamics and the collision probability, where they found a reduction of the number of binary systems due to larger velocities and that the relaxation time of the cluster increases in the presence of an external potential. However, only a few models have been explored that take into account the dynamics of the gas (Chon & Omukai, 2020a) and how its physical processes affect the accretion and finally the formation of a supermassive object. In our work we investigate the impact of a hydrodynamical gas treatment through SPH particles in a Lagrangian description and N-body dynamics for the protostars with sink particles. In this proceeding we briefly mention our method adopted and the primary results.

## 2. Numerical method

We know that modeling the early evolution of a Pop III protostar clusters embedded in a primordial gas cloud is a great challenge, because we must take into account gravitational, hydrodynamical, accretion and stellar collisions processes. For the development of this work, we used the Astrophysical Multi-purpose Software Environment *AMUSE* (Portegies Zwart et al., 2018). Our physical system consists of Pop. III protostars embedded in a natal gas cloud. For simplicity, we assume that the gas and protostars are distributed equally, i.e. both the cluster and gas follow a Plummer distribution (Plummer, 1911).

For the description of the fluid flow we use the Lagrangian description, which consists of following the motion of a fluid element, developed through the Smoothed Particle Hydrodynamics method, where each fluid element is represented by particles, in particular we used the hydrodynamic code *FI* (Pelupessy et al., 2004). The gravitational interactions between protostars was modeled via a pure N-body code that solves Newton's equations of motion without free physical parameters, where most have the capacity to flag special events, such as close encounters. In particular we use the pure N-body code *ph4* (McMillan & Hut, 1996) which is based on the fourth-order Hermite predictor-corrector scheme (Makino & Aarseth, 1992) in combination with the time symmetric integration scheme of Hut et al. (1995). To couple the gravitational interactions between gas and protostars we use the BRIDGE method (Fujii et al., 2007), so that protostars experience both the gravitational force from each other as well as from the gas and vice versa.

We solved the collisions between two protostars by taking the sticky-sphere approach, which means that a collision occurs when the separation  $d$  between two stars is smaller than the sum of the radii of stars. In our initial exploration we do not consider mass loss, therefore we assume that during the collision the total mass is conserved. The radius of the new star is determined by the mass-radius parameterization of Hosokawa et al. (2012) which is completely defined by their mass  $m$  and their accretion rate  $\dot{m}$ , where this radius is updated for each time step.

For the characterization of the protostars we use the

sink particles, in particular the model of *NewSink* proposed by Hubber et al. (2013). They introduce a new quality to the sink particles, called the interaction-zone  $R_s$ . Compared to traditional models the interaction-zone contains live SPH particles  $j$ , that have not yet been completely accreted by the point-mass  $s$ . The accreted mass  $\delta M_{\text{ACC}}$ , depends on the accretion time  $t_{\text{ACC}}$ , which in turn depends on two scenarios for the accretion by pre-existing sink particles, from equations (8) and (10) in Hubber et al. (2013), these are timescale for the spherical symmetric radial accretion (Eq.1) and disc accretion (Eq.2):

$$\langle t_{\text{RAD}} \rangle_s = \frac{\sum_j \{m_j\} w}{4\pi \sum_j \{|\Delta r_{js}| \Delta r_{js} \Delta v_{js} m_j W(|\Delta r_{js}|, H_s)\}} \quad (1)$$

$$\langle t_{\text{DISC}} \rangle = \frac{(GM_s)^{1/2}}{\alpha_{SS} w} \sum_j \left\{ \frac{|\Delta r_{js}|^{1/2} m_j W(|\Delta r_{js}|, H_s)}{\rho_j a_j^2} \right\} \quad (2)$$

Where the weighting is through the kernel-function,  $W$ ,  $H_s$  is the smoothing length of the sink and  $w$  ensures that the sum is normalised. Here  $\rho$ ,  $a$ ,  $m$ ,  $v$  are the density, acceleration, mass, velocity and  $\Delta r_{js}$  is the position of particle  $j$  relative to  $s$ . For the disc accretion,  $\alpha_{SS}$  conflates all possible angular momentum transport mechanisms. Depending on the properties of the gas particles in the interaction-zone and comparing the rotational and gravitational energy, we determine the timescale for the accretion with the following equations,

$$t_{\text{ACC}} = \langle t_{\text{RAD}} \rangle_s^{(1-f)} \langle t_{\text{DISC}} \rangle_s^f \quad (3)$$

$$f = \text{MIN} \left\{ \frac{2E_{\text{ROT}}}{|E_{\text{GRAV}}|}, 1 \right\} \quad (4)$$

Here  $E_{\text{ROT}}$  and  $E_{\text{GRAV}}$  are the net rotational and gravitational energies of the SPH particles in the interaction-zone, relative to the point-mass.

## 3. Results

The main results of our first simulations are presented in this section. We show a proof of concept that many accretion-induced collisions can lead to the formation of a single massive object.

The setup we chose for this first simulations was  $M_{\text{Gas}} = 3000 [M_{\odot}]$ ,  $M_{\text{Stars}} = 25,6 [M_{\odot}]$ ,  $R_{\text{Stars}} = R_{\text{Gas}} = 0.14 [\text{pc}]$ , assuming that both the gas and the protostars follow a plummer distribution. We also assume an isothermal gas with an initial temperature of 8000 [K]. This initial setup was chosen to have a good mass resolution of the SPH particle, this being  $\approx 0.022 [M_{\odot}]$  for each SPH particle. The evolution of the mass in gas, stars and the most massive object as a function of time are shown in Fig. 1, where we note that in this configuration the accretion occurs gradually and that the gas mass decreases by around 60%, while the stellar mass increases by the same amount, given that we do not include mass loss in this simulation. In the second panel we can see that much of the mass of the protostars belongs to a single massive object, where around 70% of the mass accreted from the gas is found in this massive object.



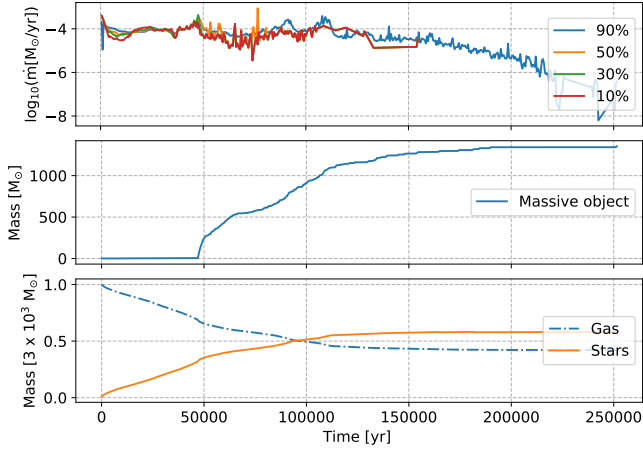


Figure 1: Evolution time of a cluster with  $N = 256$  stars, total mass  $M_{\text{Stars}} = 25,6 [M_{\odot}]$ ,  $R_{\text{Stars}} = 0.14 [pc]$ . The *top panel* shows accretion rates of the stars in 90%, 50%, 30% and 10% Lagrangian radii, the *middle panel* shows the mass of the most massive object in the system and the *bottom panel* shows the total gas mass, total stellar mass and the mass from the gas is outside the system.

In Fig. 2 we show the Lagrangian radii of 90%, 50%, 30% and 10% of the protostars, of the gas and of the complete system. We can see that the protostars experience an initial contraction, as a result of the collapse of the gas and the steepening of the potential and later there is a slight expansion of the cluster. Much of the mass of the protostars is concentrated in the core of the cluster, as well as the gas mass. However, we can see from the lower panel that much of the mass of the system is concentrated in the nucleus, therefore it favors accretion both for protostars near the center and for the most massive object, thus causing a widening of the protostar radius and improving the probability of collisions occur.

#### 4. Conclusions

The results presented so far show that the formation of a central massive object is a possible outcome, in the regime of a protostellar cluster embedded in a primordial gas cloud, incorporating a physically consistent gas treatment, where more than 50% of the mass of the gas cloud is transferred to the protostars through accretion and subsequently accumulated in a massive object through collisions. At least under the conditions explored here, the formation of a massive object appears to be feasible. In this work we have not yet implemented cooling or heating processes, but (Chon & Omukai, 2020b) explored similar scenarios including tabulated density-temperature values pre-calculated with one-zone models and our results agree with their low metallicity cases ( $< 10^{-4} [Z_{\odot}]$ ) and based on the other models we expect more fragmentation and lower accretion rates when cooling is more efficient. The final masses and mass distributions need to be explored in future work.

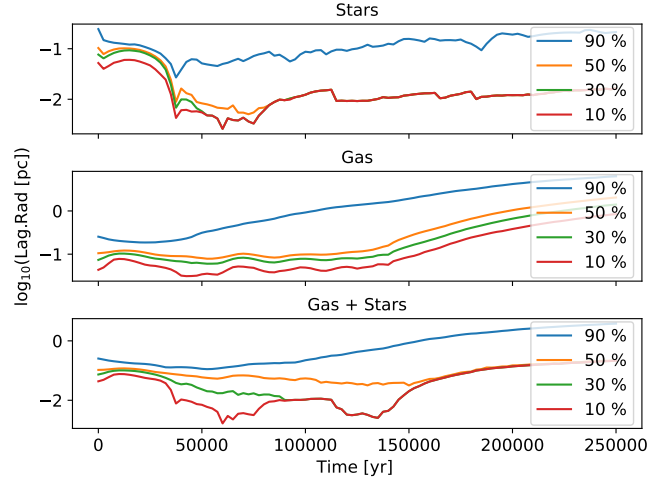


Figure 2: Evolution time of a cluster with  $N = 256$  stars, total mass  $M_{\text{Stars}} = 25,6 [M_{\odot}]$ ,  $R_{\text{Stars}} = 0.14 [pc]$ . The *top panel* shows the Lagrangian radii of 90%, 50%, 30% and 10% of the protostar cluster, the *middle panel* shows the Lagrangian radii of the gas with the same percentages and the *bottom panel* shows the Lagrangian radii of the complete system.

*Acknowledgements:* We acknowledge financial support from Millenium Nucleus NCN19\_058 (TITANs). We acknowledge the Kultrun Astronomy Hybrid Cluster. This research was partially supported by the supercomputing infrastructure of the NLHPC (ECM-02). BR acknowledges support through ANID (CONICYT-PFCHA/Doctorado acuerdo bilateral DAAD/62180013) as well as support from DAAD (funding program number 57451854).

#### References

- Agarwal B., et al., 2017, MNRAS, 470, 4034  
 Boekholt T.C.N., et al., 2018, MNRAS, 476, 366  
 Chon S., Omukai K., 2020a, MNRAS, 494, 2851  
 Chon S., Omukai K., 2020b, MNRAS, 494, 2851  
 Dijkstra M., Ferrara A., Mesinger A., 2014, MNRAS, 442, 2036  
 Fujii M., et al., 2007, PASJ, 59, 1095  
 Haemmerlé L., et al., 2018, MNRAS, 474, 2757  
 Hosokawa T., Omukai K., Yorke H.W., 2012, ApJ, 756, 93  
 Hosokawa T., et al., 2013, ApJ, 778, 178  
 Hubber D.A., Walch S., Whitworth A.P., 2013, MNRAS, 430, 3261–3275  
 Hut P., Makino J., McMillan S., 1995, ApJL, 443, L93  
 Latif M.A., et al., 2013, MNRAS, 433, 1607  
 Makino J., Aarseth S.J., 1992, PASJ, 44, 141  
 McMillan S.L.W., Hut P., 1996, ApJ, 467, 348  
 Pelupessy F.I., van der Werf P.P., Icke V., 2004, A&A, 422, 55  
 Plummer H.C., 1911, MNRAS, 71, 460  
 Portegies Zwart S., et al., 2018, Amuse: The Astrophysical Multipurpose Software Environment  
 Rees M.J., 1984, ARA&A, 22, 471  
 Reinoso B., et al., 2020, A&A, 639, A92  
 Shapiro S.L., 2005, ApJ, 620, 59  
 Shen Y., et al., 2019, ApJ, 873, 35

# Search for rapid radio variability in a sample of gamma-ray emitting blazars with the radio telescopes of IAR

C.A. Galante<sup>1,2</sup>, G.E. Romero<sup>1,2</sup> & G.A. Gancio<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina*

Contact / camigalante04@gmail.com

**Resumen** / Los blazares –núcleos galácticos activos con uno de los jets apuntando al observador– muestran variaciones en su densidad de flujo a lo largo de todo el espectro electromagnético sobre escalas de tiempo que van de minutos a años. La emisión de rayos gamma en estos objetos indica la presencia de poblaciones de partículas relativistas. Dichas partículas deberían además emitir en radio frecuencias por mecanismo sincrotrón. La investigación de la microvariabilidad en longitudes de onda de radio puede proveer información sobre los procesos no térmicos que ocurren dentro de los jets. Presentamos aquí resultados de observaciones de variabilidad a 1.4 GHz de una muestra de blazares, seleccionados debido a su fuerte emisión en rayos gamma. La campaña observacional se llevó a cabo durante febrero de 2021 utilizando el telescopio renovado Esteban Bajaja ubicado en el Instituto Argentino de Radioastronomía.

**Abstract** / Blazars – active galactic nuclei in which one of the jets is pointing toward the observer – show flux density variations throughout the entire electromagnetic spectrum on time scales ranging from minutes to years. The occurrence of gamma-ray emission in these objects indicates the presence of populations of relativistic particles. Such particles should also emit in radio frequencies by synchrotron mechanism. The investigation of microvariability at radio-wavelengths can provide information about the non-thermal processes that occur inside the relativistic jets. We present results of 1.4-GHz variability observations of a sample of blazars, selected because of their strong gamma-ray emission. The observational campaign was carried out in February, 2021, using the upgraded Esteban Bajaja radio telescope of the Instituto Argentino de Radioastronomía.

**Keywords** / galaxies: active — Galaxy: general — radiation mechanisms: non-thermal — radio continuum: galaxies

## 1. Introduction

Active Galactic Nuclei (AGN) are found at the centers of numerous galaxies. The standard model describes them as supermassive black holes, with masses greater than  $10^7 M_{\odot}$ , surrounded by an accretion disc and a dusty torus (Rees, 1984). In many cases, perpendicular to the disc, two jets of relativistic plasma are ejected. When these jets are pointing close to the line of sight to the observer, the AGN is classified as a blazar. The particles in the jets are injected into the interstellar medium at relativistic speeds. In consequence, the radiation of the jet pointing to the observer will be amplified by Doppler effect. The jets are far from thermal equilibrium, making the non-thermal radiation mechanisms the dominating ones. In particular, at radio frequencies the emission is originated via synchrotron process.

Two of the main characteristics observed in blazars at radio wavelengths are the variability of their flux densities and a high degree of polarization, which is also variable. In the past, variations in the flux density have been observed by many authors on time scales ranging from minutes to years. The causes of the rapid variability –the one we are studying in this work– could be extrinsic, such as interstellar scintillation (Rickett, 1986) or gravitational microlenses (Nottale, 1986;

Gopal-Krishna & Subramanian, 1991), or intrinsic, as the presence of shocks inside the jets (Romero et al., 1995b; Webb, 2016).

## 2. Sources and instrument

The sources selected for our observations are two southern BL-Lac blazars: PKS 0521-365 ( $z = 0.056$ ) and PKS 1921-293 ( $z = 0.353$ ). Both objects have been observed in radio, optical, UV, and at high energies, in X-rays with *Chandra* and gamma rays first with EGRET and then with *Fermi-LAT*. Furthermore, they have shown variability in their emission and have been observed with IAR telescopes in the past (Romero et al., 1995a), showing a mean flux density of 17.9 Jy and 11.5 Jy respectively. The flux densities of the calibration sources PKS 0320-37 ( $z = 0.0058$ ) and PKS 1610-60 ( $z = 0.0181$ ) at  $\nu = 1.4$  GHz, taken from Testori et al. (2001), are  $F_{\nu} = 82.5$  Jy and  $F_{\nu} = 60$  Jy, respectively. These sources were chosen because they are well studied and show a non-variable flux density at radio frequencies.

The instrument used in this work was the Esteban Bajaja radio telescope, located at the IAR. It has a diameter of 30 m and an angular resolution of 30 arcmin when operating at 1.4 GHz. It underwent an upgrade

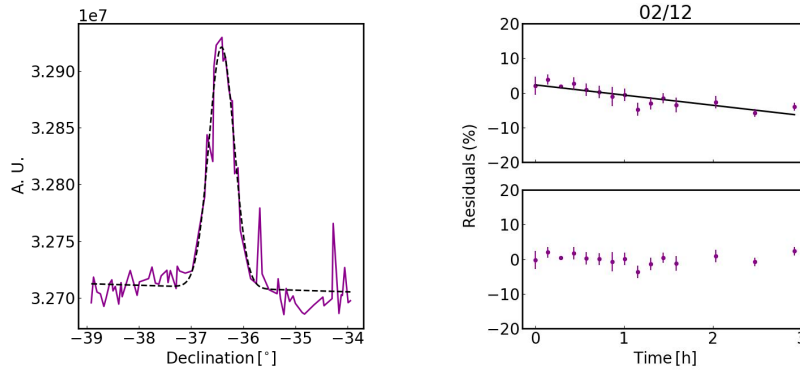


Figure 1: *Left panel*: Example of a declination scan for PKS 0521-365. *Right panel*: Intraday lightcurve and correction for PKS 0320-37.

process in 2018-2019, including the implementation of digital receivers that allow working with greater instantaneous bandwidth (56 MHz) and higher sensitivity. The total tracking time for a source is 220 minutes, and the range of observable declinations are between  $-90^\circ$  and  $-10^\circ$ . The central frequency is 1300 MHz, with a bandwidth of 300 MHz. The receiver temperature is 90 K and the gain is  $12 \text{ Jy K}^{-1}$ . The front-end allows to obtain both circular polarization products, while the back-end consists of two SDR boards that can be used as consecutive bands for a given polarization or to obtain both polarization modes. Currently it is the second configuration that is used.

### 3. Observational campaign and data reduction

We made the observations daily between February 9 and 18, 2021, including both blazars and the two calibrating sources each night. To automate the observations, bash scripts were built for each day. The measurements were obtained by means of declination scans with an amplitude of  $2.5^\circ$  towards each side and a duration of 2 minutes. Previously it was verified that the pointing in right ascension is accurate.

Each scan was fitted by a function composed of a Gaussian plus a linear function that models the baseline. The signal from the source corresponds to the maximum of the Gaussian. In order to improve the signal-to-noise ratio, each measurement was obtained from the average of 6 scans. The error that affects these measurements has two components: one proportional to intensity (errors in antenna positioning, changes in gain, etc.) and another independent of intensity (detector noise, external interference). Flux calibration was performed using the values indicated in Section 2 for the calibration sources.

### 4. Results and variability analysis

A similar negative slope was found for all days in the intra-day lightcurves of PKS 1610-60, while for

PKS 0521-365				PKS 1921-293			
Day	$\langle F_\nu \rangle$	$\epsilon_S$	$n$	Day	$\langle F_\nu \rangle$	$\epsilon_S$	$n$
09	11.61	0.41	13	12	4.92	0.33	12
11	10.39	0.44	11	13	5.10	0.38	12
12	13.05	0.49	14	14	4.64	0.41	12
13	12.75	0.54	11	16	4.54	0.31	14
15	12.32	0.48	15	17	4.20	0.42	14
16	12.51	0.53	14	18	4.10	0.25	9
17	12.77	0.66	14				

Table 1: Main parameters of the observations. For each source, the first column corresponds to the observation day, the second and the third are the flux density in Jy and its error, and the last one is the number of observations for each day.

PKS 0320-37 the effect was only noticeable in two days and it was corrected (see Figure 1-right). For this reason only PKS 0320-37 was used for flux calibration. The observed slopes are an indication of systematic errors in the instrument, which must be studied in depth to determine their origin. Most likely they are mechanical tracking problems depending on the declination. Moderate variability on timescales of days was found for PKS 0521-365 (Figure 2-left) while systematic errors prevented any firm conclusion on PKS 1921-293 (Figure 2-center). A mean flux density of 4.58 Jy was obtained for PKS 1921-293 and 12.2 Jy for PKS 0521-365, in both cases with errors less than 10%. The values for each day are shown in Table 1.

We calculated multiple variability parameters for PKS 0521-365. First, the fluctuation indices (Figure 3-left), given by  $\mu = 100\epsilon_S / \langle S \rangle$ , give an estimate of the dispersion of the observations with respect to their weighted mean value. Second, the variability amplitudes (Figure 3-center) are defined as  $Y = 3\sqrt{\mu^2 - \mu_{\text{cal}}^2}$ , where  $\mu_{\text{cal}}$  is the fluctuation index for the calibration source, and the fractional variability (Figure 3-right) is given by  $FV = (S_{\text{max}} - S_{\text{min}}) / (S_{\text{max}} + S_{\text{min}})$ , where  $S_{\text{max}}$  and  $S_{\text{min}}$  are the maximum and minimum values of  $S$  respectively. Finally, we calculated the Discrete Auto-correlation Functions (ACF), based in the method

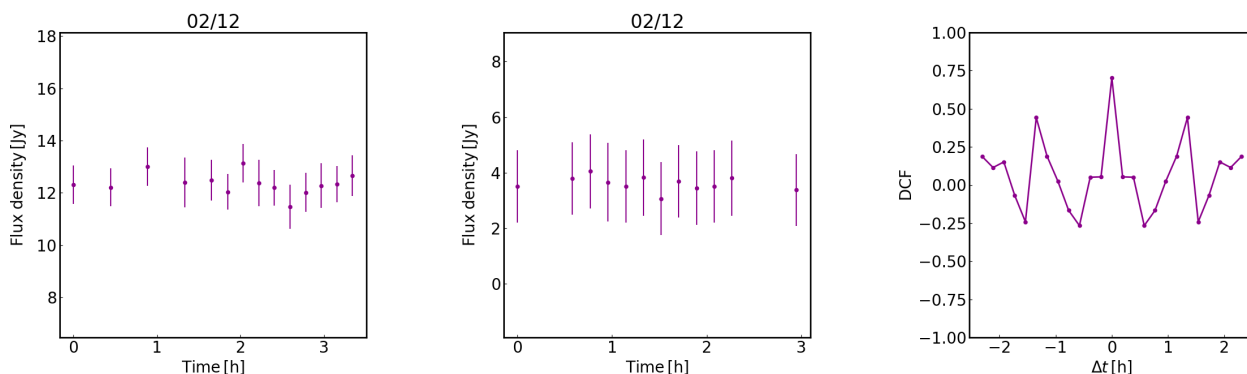


Figure 2: *Left panel:* Intraday lightcurve for PKS 0521-365. *Center panel:* Intraday lightcurve for PKS 1921-293. *Right panel:* Discrete autocorrelation function for PKS 0521-365.

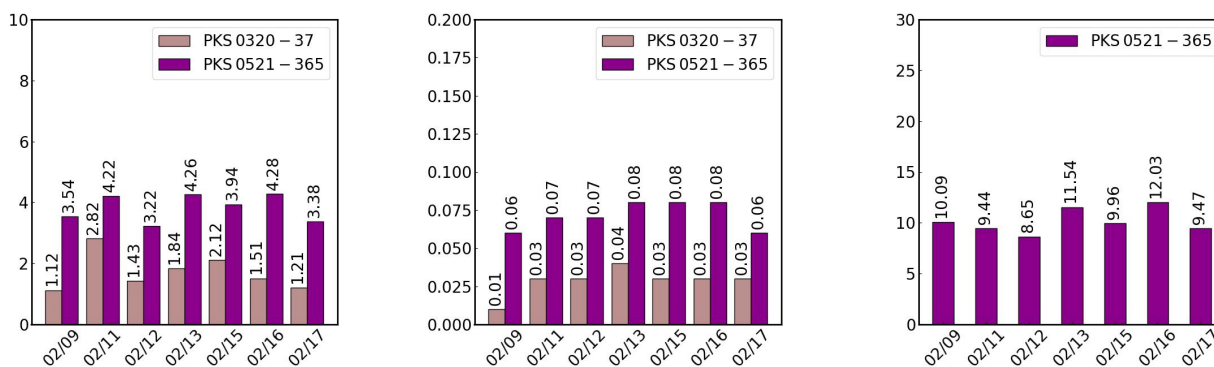


Figure 3: *Left panel:* Fluctuation indices comparison. *Center panel:* Fractional variability comparison. *Right panel:* Variability amplitudes for PKS 0521-365.

developed by Edelson & Krolik (1988). The variability time scales are shown as minima in the ACF, while the existence of maxima indicates possible periodicities or quasi-periodicities. The ACF obtained for PKS 0521-365 show minima at  $\Delta t \sim 36$  minutes, produced by the temporal resolution of the observations, and in some cases between 1-2 hours, but we were unable to define a unique time scale. On the other hand, for this source, we found an interday variability time scale of 6.5 days, given by  $\tau_v = S_{\max} (\Delta S / \Delta t)^{-1}$ . Finally, we performed an F-test to determine the intra-day and interday variability, and we could reject the non-variability hypothesis only for days 02/15 and 02/16. This result could be a consequence of the slope found in the lightcurves of the calibration sources, that may be masking the intrinsic variability if present on the remaining days with smaller amplitudes.

## 5. Conclusions and future work

We performed the first continuum observations with IAR radiotelescopes in 20 years. Our work has shown

the necessity of an in-depth characterization of the systematic errors found in the radiotelescope to remove them efficiently from future observations. In the future, we intend to extend the duration of the campaigns, expand the sample of objects and obtain polarization data. In addition, we plan to extend our investigation making use of facilities such as the ESA's Deep Space Antenna 3 and the CLTC-CONAE-NEUQUEN station.

## References

- Edelson R.A., Krolik J.H., 1988, ApJ, 333, 646
- Gopal-Krishna, Subramanian K., 1991, Nature, 349, 766
- Nottale L., 1986, A&A, 157, 383
- Rees M.J., 1984, ARA&A, 22, 471
- Rickett B.J., 1986, ApJ, 307, 564
- Romero G.E., Benaglia P., Combi J.A., 1995a, A&A, 301, 33
- Romero G.E., Combi J.A., Vucetich H., 1995b, Ap&SS, 225, 183
- Testori J.C., et al., 2001, A&A, 368, 1123
- Webb J., 2016, Galaxies, 4, 15

# X-ray emission from the microquasar S26 observed by XMM-Newton

F.N. Rizzo<sup>1</sup>, P. Sotomayor Checa<sup>1,2</sup> & G.E. Romero<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina*

Contact / florencianadine.rizzo@gmail.com

**Resumen** / S26 es el microcuáasar con los jets más poderosos observados en fuentes estelares acretantes. La potencia cinética estimada para sus jets es del orden de la luminosidad bolométrica de algunas fuentes ultraluminosas de rayos X. Si esta potencia está acoplada a la acreción de materia por el objeto compacto, S26 debe ser una binaria super-acretante, similar al microcuáasar galáctico SS433. Sin embargo, investigaciones con datos del observatorio de rayos X *Chandra* parecen implicar que la luminosidad central en rayos X es cuatro órdenes de magnitud menor que la potencia cinética de los jets, y está por debajo del límite de Eddington para un agujero negro de masa estelar. Motivados por entender el origen de esta discrepancia, analizamos observaciones en rayos X de S26 utilizando datos recopilados por el telescopio espacial *XMM-Newton*. En este trabajo presentamos una imagen y el espectro de la fuente. Nuestros resultados son consistentes con los reportados anteriormente por observaciones del satélite *Chandra* respecto a la longitud de la fuente, orientación, índice espectral, temperatura del plasma, y el flujo en rayos X en el rango de 0.4-4 keV, corroborando así las extrañas características de este objeto.

**Abstract** / S26 is the microquasar with the most powerful jets observed in accreting stellar sources. The estimated kinetic power for its jets is of the order of the bolometric luminosity of some ultraluminous X-ray sources. If this power is coupled to the matter accretion onto the compact object, then S26 must be a super-accreting binary, similar to the galactic microquasar SS433. Nevertheless, data from *Chandra* X-ray Observatory seems to imply that the central X-ray luminosity is four orders of magnitude lower than the kinetic power of the jets, and below the Eddington limit for a stellar-mass black hole. Motivated to understand the origin of this discrepancy, we analyze X-ray observations of S26 using data collected by the *XMM-Newton* space telescope. In this work we present an image and the spectrum of the source. Our results are consistent with those previously reported with *Chandra* satellite observations regarding length of the source, orientation, spectral index, plasma temperature, and the X-ray flux in the 0.4-4 keV range, confirming the puzzling nature of the object.

*Keywords* / galaxies: individual (NGC 7793) — ISM: jets and outflows — X-rays: binaries

## 1. Introduction

Microquasars are binary systems formed by a compact object (a neutron star or a black hole) and a donor star (Mirabel & Rodríguez, 1994). In their interaction, matter from the star is transferred around the compact object forming an accretion disk, and highly collimated relativistic jets are launched from the innermost regions of the disk (Shakura & Sunyaev, 1973).

The main parameter that determines the physical properties of the accretion disk and the jet ejection is the ratio between the accretion rate and the Eddington limit. When the accretion rate is super-Eddington ( $\dot{M} \gg \dot{M}_{\text{Edd}}$ ) the disk is geometrically and optically thick (Abramowicz et al., 1980, 1988). In these systems, when the accreting object is a black hole, the bolometric luminosity is lower than the accreted power because in the inner region of the disk the photons are trapped and advected towards the compact object. This process can drastically reduce the emerging radiative flux (see e.g. Ohsuga et al., 2005).

The only known source in our galaxy that accretes at a stationary super-Eddington rate is the microquasar

SS433 (Fabrika, 2004). Jets from this source have a kinetic power much higher than the observed X-ray luminosity ( $L_{\text{k,jet}} \approx 2 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ ,  $L_{\text{X-rays}} \approx 10^{35-36} \text{ erg s}^{-1}$ ). The mechanism that explains this contrast in SS433 is probably absorption by interstellar material along the line of sight (Begelman et al., 2006).

The microquasar S26 is another extraordinary example of very powerful, radiatively inefficient, jets (Pakull et al., 2010). This source is located in the nearby galaxy NGC 7793, surrounded by a vast jet-inflated bubble of  $150 \text{ pc} \times 300 \text{ pc}$ . The source has been investigated in the radio, optical, and X-ray bands (Dopita et al., 2012).

*Chandra* data of S26 show three bright X-ray point-like spots that lie perfectly aligned on the major axis of the radio-optical nebula: two hotspots located at the endpoints of each jet, and the core between them (Pakull et al., 2010). Furthermore, S26 shows two radio hotspots (located 20 pc inwards from each X-ray hotspot) (Soria et al., 2010), a pair of radio lobes, and an X-ray, optical and radio cocoon.

Notwithstanding the advances in the knowledge about this source, some physical properties remain un-

Table 1: *XMM-Newton* observation of P13.

DATA	EXP T (ks)		
	PN	MOS1	MOS2
Raw	50.2	50.6	49.0
Filtered	27.8	42.1	41.8
OBS-ID	0853981001		
OBS-Date	2019/11/22		

certain. Jets from S26 are the most powerful observed so far in stellar sources. From optical spectroscopic observations, (Pakull et al., 2010) the kinetic power of the jets is determined to be  $L_{k,jet} \approx 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ . Assuming the disk-jet coupling hypothesis (Falcke & Biermann, 1995), S26 must be a super-Eddington accretor. Nonetheless, *Chandra* data show a faint central detection of  $L_{X\text{-rays}} \approx 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ , below the Eddington limit and  $10^4$  times lower than the power of the jets.

The explanation of this discrepancy is still under debate; some plausible mechanisms that should be explored are the effects of X-ray absorption in a massive wind launched by the disk, very low viscosity in the accretion disk, and the possibility that the jet power is not coupled with the accreted material but with the rotational energy of the black hole.

We are particularly interested in the nature of the faint central X-ray emission detected from S26. In this work we present results of our investigation using data collected by the *XMM-Newton* (X-ray Multi-mirror Mission Newton) Observatory.

## 2. Observation

We use data obtained during the observation 0853981001 from *XMM-Newton* space telescope. It was taken on 11/22/2019, when the observatory pointed at the ultraluminous X-ray pulsar P13 in the spiral galaxy NGC 7793 (Fürst et al., 2021). The details of the observation are shown in the Table 1

We filter the event files of observations to remove periods of high background due to solar flares. To define the good time intervals, we apply a threshold rate  $\leq 0.35 \text{ count s}^{-1}$  for EPIC-MOS and  $\leq 0.4 \text{ count s}^{-1}$  for EPIC-pn. The resulting net exposure is approximately 27.8 ks, 42.1 ks and 41.8 ks for PN, MOS1 and MOS2 cameras, respectively.

To accomplish the data processing, we use the High Energy Astrophysics Software (HEASOFT) and the Science Analysis Software (SAS).

## 3. Image

Fig. 1 shows a mosaic with images of the three superimposed cameras. Red was assigned to the soft band (0.2-1 keV), green to the middle band (1-2 keV), and blue to the hard band (2-4 keV). S26 is located within a centered circle on the  $\alpha=23^h58^m00^s$ ,  $\delta=-32^\circ33'21''$  sky coordinates (J200) (Dopita et al., 2012), which is zoomed into the box on the right side of the figure.

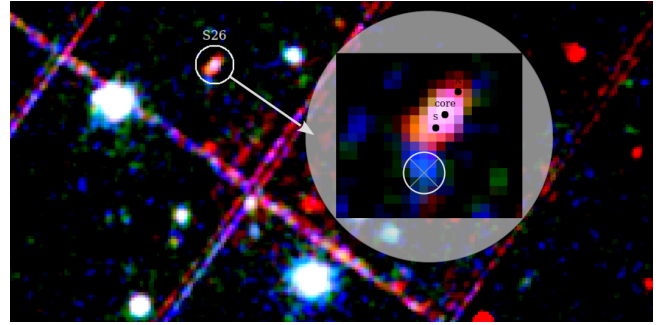


Figure 1: Mosaic divided into energy bands: soft (red; 0.2-1 keV), medium (green; 1-2 keV) and hard (blue; 2-4 keV). It has a source zoom, where the position of the X-ray northern (N) and southern (S) hotspots is displayed along with that of the core (Soria et al., 2010). As S26 is at 3-4 arcmin from the center point (on axis), the spatial resolution is 4.5 arcsec or 6.5 arcsec, depending on how the image was made\*. In addition, one can see a circle with a cross inside where a source is detected very close to S26.

In addition, Fig. 1 shows a source near the south of S26, which we circle and cover with a cross in the zoomed image. It is probably an active galactic nucleus; it shines mostly at high energies and the powerlaw model gives a good fit for its spectrum.

The extended X-ray emission is confirmed in our data. We find consistency in the spatial orientation and length of the source in our image with that obtained by Pakull, Soria and Motch using *Chandra* data (Pakull et al., 2010). We conclude that the morphology of the source has not changed since it was observed with *Chandra* in 2003 (16 years).

## 4. Spectrum

We obtain the spectrum from S26 in the energy range 0.4-4 keV, which can be seen in Fig. 2. The XSPEC best-fitting model is TBABS\*(BBODY+POWERLAW), with a C-statistic of 15.04 over 16 d.o.f and the parameters shown in Table 2.

The region that we use to extract the source spectrum is a circle of radius 0.25 arcmin, that covers it completely and does not include the area where the possible active galactic nucleus is. This election is the minimum region that can be used in the processing. Hence, we can only calculate the integrated flux of the entire source.

As the entire region of S26 is analyzed, the result is consistent with what is expected. The model indicates that there are two contributions to the radiation: one of thermal origin (bbody) and the other of non-thermal origin (powerlaw). These contributions probably come from different parts of the source, the first from the core (accretion disk/wind), the latter from the lobes.

According to this model, the flux is  $F_{0.4-4 \text{ keV}} = 1.95^{+0.19}_{-0.26} \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Despite the small number of counts in the spectrum, the model gives a good

\*[https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm\\_user\\_support/documentation/uhb/offaxisxrayspsf.html](https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/offaxisxrayspsf.html)

Table 2: Model fitting parameters.

Model	Parameter	Value
TB <sub>abs</sub>	n <sub>H</sub>	$1.2 \times 10^{20}$ (fixed)
Bbody	kT	$0.14^{+0.01}_{-0.01}$ keV
Bbody	norm	$(2.1^{+0.4}_{-0.6}) \times 10^{-7}$
Powerlaw	PhoIndex	$1.5^{+0.8}_{-0.9}$
Powerlaw	norm	$(1.94^{+1.5}_{-1}) \times 10^{-6}$
Flux <sub>0.4-4</sub>		$(1.95^{+0.19}_{-0.26}) \times 10^{-14}$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
C statistic	–	15.04 (16 d.o.f.)

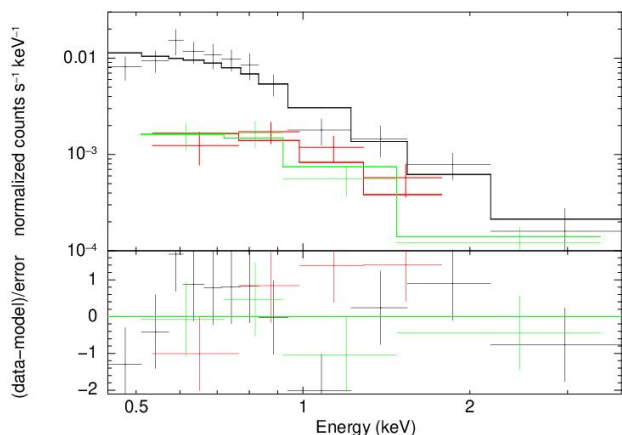


Figure 2: TBABS(BBODY+POWERLAW) fit model in the spectrum of S26. Error bars correspond to 1- $\sigma$  noise. The spectral resolution of *XMM-Newton* is  $R = E/dE \approx 10 - 50$  in the 0.3-10 keV range.

fit and the parameters obtained agree within error with those reported with *Chandra* data.

## 5. Light curve

We extract light curves and analyze possible temporal variations using the task LCSTATS of the timing analysis package XRONOS\*\*. We conclude that the source does not present temporal variations over the error bars of individual points. This is expected since the observation lasts less than a day, an insufficient interval for allowing variations of the radiation produced on the large regions of S26, which dominate the whole flux.

## 6. Conclusions - Future work

We investigated the X-ray emission of S26 in the 0.2-10 keV band using *XMM Newton* data, motivated by the puzzling central low luminosity of the source previously reported by *Chandra*. In this communication we have presented our observational results. Below we briefly summarize our results and mention some possible explanations to the open problem of the nature of the powerful jets that we are going to explore in the future.

- From our data analysis we obtained that the X-ray emission is consistent with the source length, orien-

\*\*<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xronos/help/lcstats.html>

tation, spectral index, spectrum, plasma temperature and the X-ray flux reported with *Chandra* observations (Soria et al., 2010). This shows that the source is stable on timescales of years.

- Assuming that the distance to S26 is 3.9 Mpc, the luminosity is given by  $L_{0.4-4\text{keV}} = 3.53 \times 10^{37}$  erg s<sup>-1</sup>. Therefore, S26 is not an ultraluminous X-ray source. However, if the mechanical power of its jets is coupled to accretion by the compact object, it must be a super-Eddington source.
- In the near future we will investigate the X-ray emission of S26 using *XMM-Newton* observations collected in the last 9 years, to study whether the flux present variations on different timescales.
- An alternative explanation for the sub-Eddington X-ray luminosity is the existence of a *cold accretion disk* (Bogovalov & Kelner, 2005). In such a disk, the angular transport mechanism for disk formation is not energy dissipation by viscosity, but mass loss from the disk as magnetized winds. In the absence of viscosity, the radiation from the disk is faint. Hence, it might explain the low X-ray emission detected from the core. The detailed study of this model applied to S26 will be explored in a future communication.
- Another possible explanation, also to be explored in more detail, is a super-Eddington disk with a strong and dense wind that absorbs most of the X-ray emission, reprocessing it into lower energy photons by Compton scattering.
- Finally, yet another possibility would be sub-Eddington accretion but in a magnetically advected dominated region in such a way that most of the energy of the jets comes from the rotation of the black hole.

*Acknowledgements:* The authors thank the anonymous referee for a careful and professional review, and for his/her comments that improved this work. FNR thanks Federico A. Fogantini and Jorge A. Combi for the fruitful discussions about this research. PSC and GER acknowledge support by PIP 2021-1639 (CONICET). GER acknowledges the support by the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) under grant PID2019-105510GB-C31 and through the “Center of Excellence María de Maeztu 2020-2023” award to the ICCUB (CEX2019-000918-M)

## References

- Abramowicz M.A., Calvani M., Nobili L., 1980, ApJ, 242, 772
- Abramowicz M.A., et al., 1988, ApJ, 332, 646
- Begelman M.C., King A.R., Pringle J.E., 2006, MNRAS, 370, 399
- Bogovalov S.V., Kelner S.R., 2005, Astron. Rep., 49, 57
- Dopita M.A., et al., 2012, MNRAS, 427, 956
- Fabrika S., 2004, Astrophys. Space Phys. Res., 12, 1
- Falcke H., Biermann P.L., 1995, A&A, 293, 665
- Fürst F., et al., 2021, A&A, 651, A75
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1994, Nature, 371, 46
- Ohsuga K., et al., 2005, ApJ, 628, 368
- Pakull M.W., Soria R., Motch C., 2010, Nature, 466, 209
- Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 500, 33
- Soria R., et al., 2010, MNRAS, 409, 541



# Desafíos de la Astrometría y la Geodesia Espacial en el tercer milenio

A.M. Pacheco<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina*

*Contacto / pachecoanam@yahoo.com.ar*

**Resumen** / Como es sabido, el International Terrestrial Reference Frame (ITRF) viene dado por una combinación de posiciones y velocidades de una red de estaciones en la superficie de la Tierra, calculadas por diversos centros de análisis a partir de observaciones geodésicas espaciales llevadas a cabo con las técnicas: VLBI (Very Long Baseline Interferometry), SLR (Satellite Laser Ranging), GNSS (Global Navigation Satellite System) y DORIS (Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite). El International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS) es quien se encarga de definir y materializar estos sistemas y marcos de referencia. El Oafa (Observatorio Astronómico Félix Aguilar) es una de las estaciones del nuevo marco ITRF 2014, cuenta con un sistema SLR, una estación permanente GPS y una baliza DORIS. En un futuro próximo se instalará un Radiotelescopio de 40m de diámetro para trabajar en la técnica VLBI. En este trabajo se exponen, en general, las técnicas geodésicas espaciales existentes en nuestro país, y en particular, los resultados científicos obtenidos en la estación Oafa durante 25 años de cooperación con la Academia China de Ciencias.

**Abstract** / As we known, the International Terrestrial Reference Frame (ITRF) is given by a combination of positions and velocities of a network stations on the Earth's surface, calculated by various analysis centers from spatial geodetic observations carried out with the techniques: VLBI (Very Long Baseline Interferometry), SLR (Satellite Laser Ranging), GNSS (Global Navigation Satellite System) and DORIS (Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite). The International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS) is in charge of defining and materializing these systems and reference frameworks. The Oafa (Félix Aguilar Astronomical Observatory) is one of the stations of the new ITRF 2014 framework, it has an SLR system, a permanent GPS station and a DORIS beacon. In the near future, a 40m diameter Radio Telescope will be installed to work in the VLBI technique. In this work, the spatial geodetic technologies existing in our country are exposed, in general, and the scientific results obtained in particular at the Oafa station during 25 years of cooperation with the Chinese Academy of Sciences.

*Keywords* / astrometry — reference systems

## 1. Introducción

Los grandes avances en precisión logrados con las modernas técnicas espaciales de observación Very Long Baseline Interferometry (VLBI), Lunar Laser Ranging (LLR), Satellite Laser Ranging (SLR) y Global Positioning System (GPS), han hecho que durante la Asamblea del año 2000 la Unión Internacional de Geodesia y Geofísica (IUGG) y la Unión Astronómica Internacional (UAI) modifiquen las tradicionales y ancestrales definiciones de los sistemas de referencia celeste y terrestre, las técnicas de transformación entre ellos y por lo tanto los métodos de localización precisa de puntos sobre la superficie terrestre y el posicionamiento de los cuerpos celestes en el espacio.

Dado que en la actualidad se encuentra operativo el marco de referencia terrestre ITRF 2014, mostramos en este trabajo, cual es el aporte de nuestro país al nuevo marco y con qué técnicas lo lleva a cabo.

### 1.1. Sobre VLBI

La técnica VLBI es la única que provee de una estimación simultánea de las direcciones a radiofuentes extragalácticas, de las coordenadas terrestres de sitios de observación y de los Parámetros de Orientación de la Tierra (Earth Orientation Parameters –EOP–). VLBI es hoy la herramienta más potente que posee la geodesia y la astrometría. A partir de los resultados VLBI se materializa al sistema celeste con una precisión que alcanza el microsegundo de arco, al sistema de referencia terrestre a nivel milimétrico, y se asegura la coherencia entre ambos a través de las series de EOP que también se evalúan con ella.

En la actualidad Argentina participa de la red internacional VLBI (IVS), con el radiotelescopio de AGGO (Observatorio Geodésico Argentino Alemán), operando desde el año 2015 en el parque Pereyra Iraola, de la provincia de Buenos Aires. Este radiotelescopio tiene 6m de diámetro y trabaja en dos bandas espectrales: la S (entre 2.20 y 2.35 GHz) y la X (entre 8.1 y 8.9 GHz). Por otro lado el Oafa de la Universidad Nacional de San Juan (UNSJ) y los Observatorios Astronómicos Nacionales (NAOC) de la Academia China de Ciencias han



firmado un convenio que prevé la puesta en funcionamiento de un radiotelescopio de 40 metros de diámetro en la provincia de San Juan (Fig.1). La frecuencia de trabajo cubrirá el rango de 1 - 43 GHz y aunque estará principalmente dedicado al establecimiento y mantenimiento de los Marcos de Referencia Celeste (ICRF) y Terrestre (ITRF), podrán también realizarse investigaciones en las áreas cosmológicas, astrofísicas, geodésicas, geofísicas y de navegación espacial.

El lugar de instalación del radiotelescopio está localizado en la estación de altura Carlos U. Cesco, dependiente del Oafa en el departamento de Calingasta de la provincia de San Juan.

El proyecto CART (Chinese Argentine Radio-Telescope) podrá integrarse a las redes geodésicas internacionales existentes, posicionando al observatorio de San Juan como una de las pocas estaciones "Co-localizadas" en el mundo que disponen de un telescopio Láser Satelital, una estación GNSS, una baliza DORIS y un radiotelescopio. La puesta en funcionamiento de este instrumento en el hemisferio sur resulta sumamente conveniente ya que son escasos los sistemas de este tipo instalados en la región austral de nuestro planeta.(Pacheco et al., 2018)



Figura 1: Radiotelescopio CART de 40m de diámetro

## 1.2. Sobre SLR

En el año 2006 se instala, en nuestro país, el primer sistema Láser Satelital. La estación SLR 7406 se encuentra en el Observatorio Astronómico Félix Aguilar de la provincia de San Juan, y es fruto del convenio internacional de cooperación entre la Universidad Nacional de San Juan y la Academia China de Ciencias.

El ILRS (International Laser Ranging Service) le otorgó el código 7406, dentro de una red global con casi cuarenta observatorios repartidos en todo el planeta. Este instrumento de última generación (Fig.2) aporta a la comunidad científica mundiales datos, en cuanto a precisión y performance, logrando que la Estación Oafa de San Juan sea un importante referente del Hemisferio

Sur. (Pacheco et al., 2020)



Figura 2: Telescopio SLR instalado en el Oafa

La técnica SLR es una disciplina astronoma-geodésica probada, con significativo potencial en cuanto a su Contribución a las ciencias de la Tierra y del espacio, de modo que las aplicaciones científicas que el sistema SLR es capaz de realizar son muy variadas.(Thaller, 2008) Los observables SLR del Oafa son procesados a través del software NAOC SLR, si bien este programa fue diseñado para el cálculo de orbitas de satélites, también es empleado en nuestra estación, para la determinación de coordenadas geodésicas de los sitios de observación y estimación de los Parámetros de Orientación de la Tierra (EOP), que son los que vinculan el Sistema de Referencia Terrestre con el Sistema de Referencia Celeste. Desde el 2010 se emprendieron, con esta técnica, estudios referidos a las siguientes aplicaciones científicas:

- DETERMINACION DE LOS EOP: Técnicamente, ellos son las medidas que proporcionan la rotación del Marco de Referencia Terrestre Internacional (ITRF) en el Marco de Referencia Celeste Internacional (ICRF) como una función del tiempo. Estos parámetros son: las correcciones al Polo Celeste por Precesión y Nutación, el Tiempo Universal (UT1) y las Coordenadas del Polo. En este punto cabe mencionar que la única disciplina que puede proveer un marco de referencia celeste invariable es VLBI, debido a que los cuásares poseen estabilidad a largo período, teniendo además acceso a la precesión - nutación y tiempo universal en un sentido absoluto. Las técnicas satelitales pueden contribuir sólo con información de corto período. Es decir que la técnica SLR contribuye con el IERS en la determinación de los parámetros de corto periodo: DUT1 o ERA y coordenadas del polo ( $X_p$ ,  $Y_p$ ).
- MOVIMIENTO del POLO: La posición del eje de rotación terrestre no es fija con respecto al cuerpo físico de la Tierra. Esto se debe a redistribuciones internas de masa, fenómenos como los de erosión, volcanes, terremotos, fuerzas lunisolares, etc. En nuestra estación se procesan diariamente las coordenadas  $x$  e  $y$  del Polo.

- **DURACION DEL DIA (LOD), ROTACION DE LA TIERRA:** En la actualidad se sabe con certeza que la rotación terrestre es variable en el tiempo y es un fenómeno irregular e impredecible. La dirección del eje de rotación cambia en el espacio y en la Tierra, además de la velocidad. Las interacciones entre las partes sólidas, líquidas y gaseosas de nuestro planeta hacen muy complejo el conocimiento de este fenómeno. Esto hace que la duración del día (LOD) varíe con el tiempo. El LOD es valorado en nuestra estación en forma semanal.
- **ESTUDIOS GEODINAMICOS DE LAS ESTACIONES SUDAMERICANAS:** El sistema SLR puede determinar posiciones de estaciones ITRF con muy buenas precisiones (del orden del mm). Considerando que nuestra estación es parte del nuevo marco ITRF 2014, es crucial el monitoreo continuo de las variaciones espacio-temporales de las coordenadas X, Y, Z que permiten cuantificar el movimiento de las estaciones dentro del marco ITRF.
- **TRACKING SLR A LAS CONSTELACIONES GNSS:** Otra aplicación científica del SLR es el seguimiento a las constelaciones de satélites GNSS, tarea que deriva en dos importantes aplicaciones: 1. La validación de las orbitas GNSS usando SLR; 2. Combinación de las soluciones GNSS+SLR para definir y materializar el marco de referencia para los usuarios de todo el mundo. (Podestá et al., 2008; ?)
- **CO-LOCALIZACION de las TECNICAS SLR y GPS:** En el año 2012 se instaló una estación permanente GPS, que fue co-localizada con el telescopio SLR. El IERS considera a las estaciones co-localizadas como los puntos más valiosos e importantes para el mantenimiento de los sistemas de referencia terrestres y su vinculación con los celestes. (Podestá et al., 2018)

En la actualidad AGGO cuenta con un sistema SLR de tipo Galileo, con camino óptico Coude, de 50 cm de apertura, y que consta de una montura de movimiento en azimut y elevación. Esta estación lleva el código ILRS 7405.

### 1.3. Sobre GNSS

En la Argentina, de todas las técnicas mencionadas anteriormente, la más antigua, conocida y más aplicada, es GNSS. Desde el año 2009 fue adoptada la Red POSGAR (Posiciones Geodésicas Argentina) 07 como el nuevo "Marco de Referencia Geodésico Nacional". Es compatible con el marco regional SIRGAS (Sistema de Referencia Geocéntrico para las Américas) y responde a los más estrictos estándares de precisión y ajuste en vigencia. Oafa y AGGO tienen vinculadas a sus sistemas SLR, sus respectivas Estaciones Permanentes GNSS, pertenecientes a la Red RAMSAC (Red Argentina de Monitoreo Satelital Continuo).Fig.3

### 1.4. Sobre DORIS

El sistema DORIS fue concebido y desarrollado por el Centro Nacional Francés de Estudios Espaciales (CNES)



Figura 3: Estación Permanente GNSS Oafa

y el Instituto Geográfico Nacional de Francia (IGN) y se encuentra operativo desde 1990. Actualmente DORIS se compone de una red global de 57 balizas uniformemente distribuidas sobre la superficie terrestre. Las estaciones corresponden a 35 países diferentes Fig.4.



Figura 4: Red Global DORIS.

En la Argentina desde el año 1991 se encuentra operativa una baliza y antena DORIS en la Estación Astroómica Rio Grande (EARG) de Tierra del Fuego.Fig.5. A partir del año 2013 el IGN francés decide la instalación de una nueva baliza en el hemisferio sur. El sitio que cumplía con todas las necesidades requeridas por el IDS en cuanto ubicación, ángulo de máscara, infraestructura y facilidades fue el Oafa de San Juan. Para ello se llevaron a cabo tareas de reconocimiento, abalazamiento y localización del punto para la antena DORIS, teniendo en cuenta el correspondiente estudio de ruido electromagnético de la zona. Además, como se mencionó anteriormente, el Oafa cuenta con otras dos técnicas espaciales ya co-localizadas SLR y una Estación Permanente GNSS, requerimiento especial para un sitio DORIS. (Figura 5)

De tal manera durante el año 2018 se instaló la nueva estación en Argentina.

## 2. Conclusiones

Es importante destacar que en estas dos últimas décadas la astrometría y la geodesia espacial en la Argentina han tenido un avance muy significativo y en gran parte se debe a la implementación de estas técnicas geodésicas



Figura 5: Antenas DORIS de la Estación EARG y OAFA

espaciales que permiten la referenciación de un punto sobre la superficie de la Tierra con precisión milimétrica, las cuales hace algunos años atrás eran impensadas. Algunos de los próximos desafíos a cumplir en el País son:

- Consolidar las diferentes comunidades de cada una de las técnicas que se encuentran en el país de tal modo de poder aprovechar al máximo los datos observados. Para un futuro próximo se espera que las publicaciones de resultados de las estaciones sean compartidas por los todos los grupos de trabajo del país.
- Sumar un mayor número de investigadores en el campo de la Astrometría y la Geodesia Espacial.
- Formar recursos humanos en centros de excelencia en cada una de las técnicas mencionadas en diferentes partes del mundo. En este punto es muy importante la organización de Workshops y Escuelas para cada una de las técnicas donde se puedan invitar a referentes internacionales y así mismo investigadores y alumnos avanzados de las carreras de Astronomía y Geodesia de las universidades. Como ejemplo puede citarse el Primer Workshop y Escuela CART organizado en el OAFA en octubre de 2019.
- La creación de nuevos centros de procesamiento para cada una de las técnicas y de ser posible uno o dos

centros de procesamientos en el país para trabajar con las técnicas GNSS, DORIS y SLR conjuntamente.

- Mayor vinculación con centros de formación y procesamiento de distintos lugares del mundo.
- Poder seguir participando en todos los servicios internacionales de cada una de las técnicas aportando datos de observación, de procesamiento y sitios adecuados para una mayor densificación de las técnicas geodésicas

Actualmente hay 30 estaciones distribuidas en el planeta operando en el GGOS (Sistema Mundial de Observación Geodésica), dando una importante infraestructura geodésica para muchas aplicaciones en los campos de las ciencias de la Tierra y del espacio. De las cuatro estaciones GGOS de Sudamérica, dos están en Argentina (OAFA y AGGO), que sumarán la tarea de operar un centro de análisis para las técnicas GNSS, SLR y VLBI. Finalmente cabe destacar que de los casi 70 países ubicados en el Hemisferio Sur, Australia y Argentina son los que realizan el mayor aporte de datos al IERS para la definición y materialización de los Sistemas y Marcos de Referencia Celeste y Terrestre.

Estas nuevas técnicas geodésicas espaciales han impulsado a la Astrometría logrando órdenes de precisión jamás alcanzados con las técnicas tradicionales. Si bien se han realizado avances muy significativos, todavía tenemos muchos desafíos por delante.

## Referencias

- Pacheco A., et al., 2020, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, vol. 52, 19–20
- Pacheco A.M., et al., 2018, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, vol. 50, 64–64
- Podestá R., et al., 2008, *BAAA*, 51, 347
- Podestá R., et al., 2018, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, vol. 50, 49–49
- Thaller D., 2008, *Inter-technique combination based on homogeneous normal equation systems including station coordinates, Earth orientation and troposphere parameters*, Ph.D. thesis, Technische Universität München



# Impacto de una mejor distribución de estaciones en las sesiones de VLBI geodésico

M.E. Gomez<sup>1,3</sup> & L.I. Fernández<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Laboratorio MAGLIA, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / megomez@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / El *Global Geodetic Observing System* (GGOS) tiene por objetivo el monitoreo de los cambios globales del sistema terrestre. Dentro de éste, VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*) juega un rol indiscutible, siendo la única técnica capaz no sólo de materializar el ICRS (*International Celestial Reference System*) sino la única que por sí sola permite estimar los parámetros de orientación terrestre (EOP, del inglés *Earth Orientation Parameters*). Sin embargo, la calidad de los productos obtenidos con VLBI está condicionada por la carencia de antenas en el hemisferio sur. En este trabajo se presenta un análisis sobre la distribución de estaciones en dos tipos de sesiones del IVS (*International VLBI Service for Geodesy and Astrometry*): R1 (dedicadas a la obtención de los EOP) y las más recientes VGOS (*VLBI Global Observing System*), destinadas a probar el funcionamiento de esta nueva tecnología. Para esta aplicación, se utilizó VieSched++ con el fin de obtener múltiples configuraciones ("schedules"), de más de 1000 simulaciones por cada uno. Cada *schedule* representa una configuración específica de antenas con distintos pesos relacionados con la cobertura del cielo, el tiempo de ocio de los telescopios, la duración de la observación, entre otros. A partir del análisis de los errores medios y la repetitividad, puede verse que la incorporación de antenas VGOS en el hemisferio sur y una mejor distribución de las estaciones en ambos hemisferios, mejora la estimación de los EOP.

**Abstract** / The Global Geodetic Observing System (GGOS) aims to monitor global changes of the Earth system. Within this, VLBI (Very Long Baseline Interferometry) plays an undeniable role, being the only technique capable not only of materializing the ICRS (International Celestial Reference System) but also the only one that allows estimating the Earth Orientation Parameters (EOP) by itself. However, the quality of the products obtained with VLBI is conditioned by the lack of antennas in the southern hemisphere. In this work we present an analysis on the distribution of stations in two types of IVS (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry) sessions: R1 (dedicated to obtaining EOPs) and the most recent VGOS (VLBI Global Observing System), designed to test the operation of this new technology. For this application, VieSched++ was used in order to obtain multiple configurations ("schedules") with more than 1000 simulations for each one. Each schedule represents a specific configuration of antennas and different weights related to sky coverage, telescope iddle time, observation duration, among others. From the analysis of the mean errors and the repeatability, it can be seen that the addition of VGOS antennas in the southern hemisphere and a better distribution of the stations in both hemispheres, improves the estimation of the EOP.

*Keywords* / astrometry — reference systems — techniques: interferometric

## 1. Introducción

El programa de observación del IVS (*International VLBI Service for Geodesy and Astrometry*) está conformado por sesiones cuyo diseño depende del objetivo e involucra redes de antenas VLBI de manera tal que 2 antenas o más, observen 2 o más radiofuentes en simultáneo. Esto se conoce como *subnetting*. Por cuestiones principalmente económicas, debido al alto costo de los equipos, la mayor parte de estas antenas se concentran en el hemisferio norte. Eso ocasiona que, a fin de compensar y sumar mayor redundancia en las observaciones, todas las sesiones presenten cierto desbalance en la geometría. Además, las pocas antenas del hemisferio sur que participan de estas sesiones no siempre trabajan juntas.

Tradicionalmente las sesiones VLBI involucraban ra-

dio antenas trabajando en las bandas de frecuencia S/X. Sin embargo desde hace casi 10 años, el IVS ha avanzado en la implementación del VGOS (*VLBI Global Observing System*). Como un resumen de las mejoras introducidas podemos mencionar la inclusión de antenas mucho más rápidas y pequeñas (12-13 metros de diámetro máximo) con electrónica digital, diseñadas para observación continua y control autónomo, trabajando en ancho de banda incrementado (2-14 GHz) (Petrachenko et al. (2012), Nothnagel et al. (2016)). Sin embargo, en la actualidad, las sesiones VGOS solo incluyen 9 antenas ubicadas en el hemisferio norte evidenciando aun la falta de geometría. Este problema tuvo abordajes previos como el de Hase & Pedreros (2014), quienes plantearon mediante triangulación de Delauney, cuál era la configuración de estaciones más homogénea. En el trabajo de Schartner et al. (2020) se plantearon distintas redes

de estaciones VGOS (formadas por 6, 12 y 18 estaciones respectivamente) a las que se les adicionaba una estación mas según los parámetros resultantes de una simulación optimizada aplicando el software VieSched++ (Schartner & Böhm, 2019).

En este trabajo se presenta un análisis sobre la distribución de estaciones para 2 tipos de sesiones del IVS: R1 (dedicadas a la obtención de los EOP) y las mas recientes VGOS, destinadas a probar el funcionamiento de esta nueva tecnología. El objetivo es probar que el diseño de las sesiones de observación VLBI puede optimizarse incorporando antenas del hemisferio sur y manteniendo (incluso disminuyendo) el número de estaciones a fin de lograr un mejor balance en la geometría de la red. Para ello, utilizamos el software VieSched++ y presentamos un estudio sobre posibles sesiones alternativas a las R1 y VGOS actuales haciendo uso de estaciones VLBI australes disponibles, o proponiendo nuevas estaciones VLBI en sitios con la infraestructura existente para permitir la instalación de una antena con las características requeridas. Esta estrategia está motivada en el avance de la implementación de VGOS, razón por la cual es razonable que convivan las estaciones VGOS junto con las de tecnología S/X.

Tomando en cuenta lo anterior, nuestro trabajo analiza los resultados de una simulación que incluye una mayor cantidad de estaciones en el hemisferio sur e incorpora posibles estaciones VGOS en Argentina y otros puntos en Sudamérica, tal como lo sugiere el trabajo de Schartner et al. (2020).

A diferencia de la estrategia de Schartner et al. (2020) usando el mismo software, nuestro objetivo consiste en analizar la distribución de estaciones VLBI más homogénea y equilibrada entre ambos hemisferios para garantizar la mejor calidad en la determinación de los EOP. Adicionalmente, exigimos un compromiso entre el número de estaciones y su distribución. Sabiendo que en el futuro se planea que las R1 no superen las 12 estaciones (Behrend & Armstrong, 2021) y condicionados por la carencia de antenas VLBI en el hemisferio sur, nos limitaremos a escenarios que nunca superen las 14 estaciones.

## 2. Metodología

La primera etapa de una observación VLBI en modo geodésico, consiste en el diseño de la sesión o “*scheduling*”. De éste depende el éxito de la observación ya que tiene en cuenta el equipamiento, la frecuencia, el tamaño de las antenas, la distribución, el número de radiofuentes por sesión, su cobertura en el cielo, la duración de cada scan (varias antenas observando una radiofuente), los parámetros buscados y muchos factores más. El resultado del *scheduling* son dos archivos: uno que contiene la lista de radiofuentes y las antenas que intervendrán en cada scan, cada uno con una marca temporal, y otro que consiste en notas para el operador.

En el sitio web del IVS se pueden encontrar todas las sesiones anuales junto a las antenas que participan en cada una. En lo que sigue no sólo utilizaremos estaciones reales sino también estaciones simuladas en América del Sur.

Entre todos los software dedicados, usamos VieSched++ desarrollado por la Universidad Tecnológica de Viena dado que nos permite elegir la mejor solución entre varias (*multi-scheduling*).

Siguiendo el procedimiento y los valores de referencia usados por Schartner et al. (2020), y con el fin de hallar la mejor solución en términos estadísticos, utilizamos la herramienta de *multi-scheduling* imponiendo *subnetting* y un mínimo de 3 scans por radiofuente; variando los pesos asignados a la cobertura del cielo, el número de observaciones, la duración y el tiempo de ocio de las antenas. Esto dió lugar a un máximo de 54 *schedules* y 1000 simulaciones de Monte Carlo por cada uno.

A la hora de realizar el *scheduling*, ambos tipos de sesiones se trataron de manera diferente pero en ambos casos se definieron sesiones de referencia. Para las R1 se analizaron 2 sesiones y para VGOS se tomó como referencia la VGOS-O1063, tal como se explicará a continuación.

### 2.1. Sesiones R1

Con el fin de tener un resultado de referencia para comparar nuestras simulaciones, se eligieron dos sesiones IVS del año 2020: R1929 (13 estaciones) y R1932 (14 estaciones)\*. La elección tiene en cuenta la mejor distribución de estaciones en los últimos años. De las dos sesiones, se analizó cual de ellas presentaba la mejor solución en términos de EOP. Para esto, se corrieron todos los *scheduling* posibles a partir de variar los parámetros tal como se indicó más arriba.

El análisis de ambas soluciones arrojó que los menores errores en la determinación de EOP se obtienen con la sesión R1932 (Tabla 1). Ésta será entonces la sesión de referencia para estudiar los siguientes 4 casos simulados (D1 a D4) en los que hemos variado el listado de antenas que participan. Nótese que la Tabla 1 muestra las estaciones participantes de cada sesión usando el código de 2 letras del IVS \*\*.

La sesión D1 consta de estaciones reales mientras que en las D2, D3 y D4 se incorporaron 3 estaciones ficticias a las que les hemos asignado nuestro propio código de 2 letras: CART (Ct, en San Juan) en la que le hemos simulado un equipamiento en banda S/X (similar al de BADARY) y una antena de 40 m de diámetro, DESPVG (Dv, ubicada en Tierra del Fuego) y GALAVG (Gv, ubicada en Galápagos), las dos últimas con un equipamiento con tecnología VGOS igual al de la estación VLBI en ISHIOKA (Japón). Esto se ha pensado así ya que de existir en un futuro, lo más probable es que acompañen a los desarrollos tecnológicos del momento. Esta información fue incorporada a los datos de entrada del software.

### 2.2. Sesiones VGOS

Para el caso de las sesiones VGOS, un estudio de similares características al mencionado para las R1, nos

\*<https://ivscc.gsfc.nasa.gov/sessions/2020/>

\*\*<https://www.atnf.csiro.au/vlbi/dokuwiki/doku.php/difx/difx2mark4/stationcodes>

Tabla 1: Resultado estadístico (repetitividad) obtenido para las sesiones R1 y VGOS. Unidades:  $\mu s$  (microsegundos de arco) y  $\mu s$  (microsegundos), según corresponda. El score va de 0 a 1. A valor más alto, mejor solución.

Sesión	Nro. estaciones	score	Nro. observaciones	$X_p$ $\mu s$	$Y_p$ $\mu s$	UT1 $\mu s$	$Nut_x$ $\mu s$	$Nut_y$ $\mu s$
R1929	13	0.93	10265	50.4	52.3	3.5	27.0	31.6
R1932	14	1	10659	40.0	47.9	3.1	26.6	28.9
VO-01063	9	1	26350	56.4	60.8	1.2	29.9	32.1

Tabla 2: Análisis estadístico de las sesiones D1 a D4 y V1 a V3 con respecto a la sesión de referencia correspondiente. El nombre de las estaciones se indica con el código de 2 letras.

Sched.	Nro. estaciones	Ratios con respecto a la mejor solución					Estaciones participantes
		$R_{xp}$	$R_{yp}$	$R_{UT1}$	$R_{Nut_x}$	$R_{Nut_y}$	
D1	12	1.22	1.27	1.22	1.08	1.20	Ag, Ft, Ht, Kk, Ny, Ww, Wf, Yg, Yb, Hb, Is, Sv
D2	13	1.45	1.47	1.21	1.14	1.20	Ag, Ft, Ht, Kk, Ny, Ww, Wf, Yg, Yb, Hb, Is, Sv, Ct
D3	14	1.63	1.69	1.44	1.22	1.52	Ag, Ft, Ht, Kk, Ny, Ww, Wf, Yg, Yb, Hb, Is, Sv, Ct, Dv
D4	13	1.32	1.37	1.45	1.13	1.30	Ag, Ft, Ht, Kk, Ny, Ww, Wf, Yg, Yb, Hb, Is, Sv, Gv
V1	13	3.49	3.54	1.39	2.20	2.34	Av, Ht, Kk, Wf, Yg, Hb, Is, Gs, Mg, Oe, Ow, Yj, Ws
V2	10	3.95	4.00	1.39	2.13	2.29	Av, Ht, Kk, Wf, Hb, Is, Mg, Oe, Yj, Yg
V3	11	3.91	3.69	1.17	2.13	2.19	Av, Kk, Ht, Hb, Gv, Yj, Is, Mg, Oe, Wf, Yg

permitió obtener los estadísticos también publicados en la Tabla 1. En este caso, la sesión de referencia es la VGOS-O1063, con 9 estaciones, al igual que todas las sesiones VGOS que tienen lugar actualmente\*\*\*. A posteriori diseñamos las sesiones V1 a V3. En estas hemos incluido sólo las estaciones con tecnología VGOS, algunas de ellas mencionadas en las sesiones R1. En esta instancia hemos sumado a AGGO, asumiendo que cuenta con un equipamiento de la misma tecnología y le hemos asignado el código Av. Al igual que antes, para las antenas simuladas hemos asumido un equipamiento igual al de la estación ISHIOKA en Japón. En cuanto al *scheduling* de sesiones VGOS, a excepción de la sesión de referencia, se han agregado 23 radiofuentes de definición del ICRF3 (*International Celestial Reference Frame 3rd realization*) distribuidas en el hemisferio sur, ya que estas sesiones no utilizan el mismo catálogo que las R1 o R4 y las radiofuentes que se incluyen normalmente no cubren todo el hemisferio sur. En este caso, al disponer de antenas más rápidas, se cambió el tiempo de observación de 60 s a 30 s.

### 3. Resultados

La posibilidad de contar con múltiples *schedules* por sesión, permite analizar la repetitividad, el cual es un parámetro más robusto que el error medio. Los resultados de este análisis indican que es posible hallar soluciones R1 que superen a la de referencia sin necesidad de sumar más estaciones. Esto se puede apreciar en la Tabla 2, en la que se presenta un resumen de las soluciones y el ratio en relación a la solución de referencia, es decir,  $rms_{ref}/rms_{sol}$  de manera que a mejor solución,

\*\*\*<https://ivsc.gsfc.nasa.gov/sessions/2021/vo1063/>

mayor ratio.

En el caso de las sesiones VGOS, la mejora en la determinación de los EOP supera el factor 3 (Tabla 2) aun después de agregar solo 1 estación en el hemisferio sur. La diferencia radica en la distribución de las mismas.

### 4. Conclusiones

Los resultados preliminares de este estudio nos muestran que una mayor cantidad de estaciones no necesariamente mejora la estadística de los resultados, sino que debe hallarse un compromiso entre el número de estaciones y la distribución. Como es de esperar, en ambos tipos de sesiones (S/X y VGOS) se observa una mejora en la determinación de los EOP a medida que mejora la geometría de la red. En el caso de las R1 esto va desde un factor 1.2 a 1.6. En el caso de las estaciones VGOS, esta mejora es mucho mayor, superando el factor 3. Debe notarse que exceptuando la situación de la estación GALAVG y DESPVG, el resto de las estaciones propuestas en el hemisferio sur, ya existen o su construcción, o instalación de nueva tecnología es, al menos, viable. Tal es el caso de la posibilidad de contar con una antena VGOS en AGGO.

### Referencias

- Behrend D., Armstrong A., 2021, IVS Newsletter, 60  
Hase H., Pedreros F., 2014, J. Geod., 88, 989  
Nothnagel A., et al., 2016, J. Geod., 91, 711  
Petrachenko W., et al., 2012, *Geodesy for Planet Earth*, 999–1005, Springer  
Schartner M., Böhm J., 2019, PASP, 131, 084501  
Schartner M., Böhm J., Nothnagel A., 2020, Earth, Planets and Space, 72, 1



# Determinaciones del LOD (Length of Day) confirman que el año 2021 será el más corto en décadas

V. Rivero<sup>1</sup>, A. Navarro<sup>1</sup>, A.M. Pacheco<sup>1</sup>, R. Podestá<sup>1</sup>, F. de la Jara<sup>1</sup>, V. Quiroga<sup>1</sup>, J. Quinteros<sup>1</sup>  
& H. Alvis Rojas<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina

Contacto / vanesarivero803@gmail.com

**Resumen** / Desde el año 2020 se viene registrando una constante disminución en la longitud del día (LOD). Como ya se conoce, nuestro planeta no da una vuelta completa sobre su eje en exactamente 24 horas. Esta diferencia o disparidad, llamada LOD, puede ser determinada con la técnica satelital SLR (Satellite Laser Ranging). El Oafa cuenta con un telescopio SLR desde el año 2005 gracias a un convenio de colaboración con la Academia China de Ciencias. El sistema SLR permite determinar con altísima precisión los parámetros de rotación de la Tierra de corto período, coordenadas del polo terrestre y LOD. En este trabajo se muestran las series de tiempo de LOD procesadas a partir de los observables SLR en el período correspondiente a 10 años, desde el 01/01/2010 hasta el 30/06/2021, se analizan los valores anómalos y los posibles fenómenos que los causan.

**Abstract** / Since 2020, there has been a constant decrease in the length of the day. As it is known, our planet does not rotate completely on its axis in exactly 24 hours. This difference or disparity, called LOD, can be determined with the SLR (Satellite Laser Ranging) technique. The Oafa has a SLR telescope since 2005 due to a collaboration agreement with the Chinese Academy of Sciences. This system allows to determine with high precision the short period parameters of Earth rotation, coordinates of the terrestrial pole and LOD. This work shows the LOD time series processed from the SLR observations in the period corresponding to 10 years, from 01/01/2010 to 30/06/2021, are also analyzed the anomalous values and the possible phenomena causes.

*Keywords* / reference systems — time — astrometry

## 1. Introducción

El movimiento de rotación de la Tierra es un fenómeno irregular e impredecible. Esto hace que el período del día cambie con el tiempo. El LOD es la diferencia entre la duración del día determinada astronómicamente y 86400 segundos del Tiempo Atómico Internacional (TAI).

Hasta la actualidad, la fecha más corta de la que se tuvo registro había ocurrido el 5 de julio de 2005. Pero el 2020 ha registrado días aún más cortos según las mediciones SLR, aunque las determinaciones de LOD del año 2021 muestran una clara tendencia a ser todavía más breve. La técnica SLR es un método muy preciso de medición de distancia. El proceso consiste en la generación de un pulso láser potente de ultra corta duración que se hace incidir en prismas retroreflectores de satélites artificiales. El pulso reflejado es detectado por el telescopio, obteniendo así una medida del doble de distancia al satélite. La longitud de este pulso láser es de 532 nm correspondiente a la luz verde, por lo que tiene una buena propagación en la atmósfera terrestre. Esta técnica provee mediciones instantáneas con un nivel de precisión milimétrico.

La red global SLR se distribuye en 30 países. Se observan alrededor de 30 a 40 satélites diarios. El Observatorio Astronómico “Félix Aguilar” (Oafa), es la estación 7406 San Juan, crucial en el hemisferio Sur.

Entre las constelaciones de satélites que se observan podemos mencionar a la constelación LAsER GEOdynamical

System (LAGEOS) que posee dos miembros, LAGEOS 1 y 2. Estos son de particular importancia en la técnica ya que han sido diseñados para geodesia espacial. Son orbitadores pasivos, cubiertos de retroreflectores. Ambos son esferas gemelas de 60 cm de diámetro y unos 400 kg de masa. Están cubiertos por 426 prismas retroreflectores. Los satélites orbitan a alturas de 5860 km y 5620 km, con poca excentricidad. Su periodicidad es de aproximadamente 204 minutos. Los datos de estos satélites permiten determinar puntos o posiciones en la Tierra con mucha precisión debido a la estabilidad de sus órbitas. (Gonzalez, 2016) Los objetivos de la misión LAGEOS son:

- La observación de la variación del día y el movimiento de los polos.
- Detectar desplazamientos de masa en la corteza terrestre, en los mares, la atmósfera.
- Recoger todo tipo de información sobre la forma de la Tierra y su campo Gravitatorio (González, 2016, 61).

El observable SLR es la medida de la diferencia de tiempo entre la emisión del pulso láser y su recepción después de reflejarse en el satélite. El producto de este intervalo de tiempo y la velocidad de la luz “c”, permite obtener el doble de distancia entre estación y satélite. El dato de interés que se obtiene a partir de este observable es el conocido como Normal Point, que se define como la distancia media entre la estación y el satélite para un

arco de órbita específico, el cual varía de acuerdo a la altura del satélite observado. Estos datos son de adquisición rápida, generados en un corto lapso de tiempo, y transmitidos inmediatamente a los servicios internacionales de análisis de datos (González, 2016,56).

## 2. Metodología

Se utilizaron los observables SLR del Servicio Internacional ILRS (International Laser Ranging Service), quien provee datos al CDDIS (Crustal Dynamics Data Information Systems), sistema de información de la dinámica terrestre que trabaja con las distintas técnicas espaciales: GNSS, SLR, VLBI, DORIS.

Se procesaron los observables SLR (Normal Point de aproximadamente 10 estaciones), desde el 01/01/2010 hasta el 31/06/2021 para intervalos de 7 días del satélite LAGEOS. El software que se utiliza para el procesamiento de estos datos es el NAOC SLR. Este programa tiene como objetivo fundamental la determinación precisa de orbitas, sin embargo, también permite la estimación de diversos parámetros (como el LOD), a través de observación de satélites en orbitas cercanas a la Tierra. Una de las principales características de este programa es que trabaja con integraciones numéricas tipo Cowell de alta precisión para las ecuaciones de movimiento de los satélites en coordenadas geocéntricas.

La estimación de los estados del satélite como sus parámetros dinámicos y cinemáticos se evalúa con los algoritmos de Batch. Los resultados obtenidos como trayectorias, coordenadas de satélites, coordenadas de estaciones, coordenadas del polo, etc. se muestran en archivos externos para su posterior procesamiento.

En la Fig. 1 se muestra en color rojo la serie temporal del LOD para los 11 años y medio. Se distingue en color azul los 11 valores mínimos de LOD y en color gris el promedio para cada semestre, excepto para el año 2021 donde solo se ha procesado el primer semestre. En la Fig. 2 se observa la curva de LOD para los años 2020-2021, donde se visualiza que el año 2021 está resultando el año más corto en décadas.

## 3. Resultados

Los resultados encontrados en este trabajo, pueden verse en las distintas gráficas mencionadas anteriormente. En la Tabla 1 se detallan los promedios anuales del intervalo de años analizado, en donde se puede observar como el promedio del LOD a partir del año 2016 ha ido disminuyendo hasta ser mínimo en el año 2020.

## 4. Discusión

- La figura de LOD muestra correspondencias de valores mínimos con fechas coincidentes con la existencia de algún fenómeno natural que puede ser el causante de dichas alteraciones. En julio de 2010 se encuentra un mínimo en la curva de  $-0.5757$  ms, lo que implica una aceleración en la velocidad de rotación de la Tierra que puede ser causada por una secuencia de

Tabla 1: Promedios anuales de 2010-2021

Años	Promedios LOD ms
2010	0.675689
2011	0.767600
2012	0.849233
2013	1.001294
2014	0.993087
2015	0.083738
2016	1.352254
2017	1.008706
2018	0.699001
2019	0.553341
2020	0.009159

Terremotos en el planeta para esos días: 14 de junio, terremoto en México (Mg 5.7), 28 de junio, terremoto en Chile (Mg 5.8), Japón (Mg 5.9) e Islas Salomón (Mg 5.8). El 1 de julio, terremoto en Indonesia (Mg 5.8) y 7 de Julio terremoto en Nueva Guinea (Mg 5.8) (Maraddona & Prado, 2018; ?).

- El mínimo más destacable (julio de 2015) corresponde al fenómeno del Niño, fenómeno climático relacionado con el calentamiento del Pacífico oriental ecuatorial. Este evento anómalo de la naturaleza, “El Niño” de 2015, fue el más intenso registrado en toda la historia. (Maraddona & Prado, 2018; ?)
- Se observó un incremento secular en el LOD hasta comienzos del año 2016, provocando un retraso continuo en la rotación terrestre procedente de la fricción de las mareas contra el fondo marino. Este efecto provoca que la duración del día se incremente aproximadamente  $4.5 \times 10^{-8}$  s por día, alcanzando en un siglo un alargamiento del día de 0,0015 s a 0,0020 s. El Sol y la Luna producen mareas en los océanos disminuyendo la velocidad de rotación. Las mareas experimentadas en la parte sólida de la Tierra por acción de la Luna y del Sol producen variaciones con amplitudes del orden de 0,00005 s en la longitud del día. Sin embargo claramente se ve en la figura 1 que la tendencia del LOD cambia a partir del año 2016, y estos cambios se estima que se producen por la interacción de la actividad impredecible del núcleo fundido del planeta y el movimiento de los océanos y de la atmósfera. (Zotov & Bizouard, 2020)
- Los valores mínimos de LOD muestran una periodicidad en los meses de julio y agosto de cada año. Se interpreta que estos períodos coinciden con los desplazamientos atmosféricos irregulares y variaciones estacionales causadas en la vegetación y en los eventos meteorológicos (acumulación de nieve, lluvia, vientos, etc.), que producen desequilibrios entre los distintos hemisferios terrestres. Son variaciones muy pequeñas que se relacionan en gran parte con cambios en el momento angular total de la atmósfera. (Maraddona & Prado, 2018)

## 5. Conclusiones

Finalmente se puede concluir que las anomalías en el LOD son causadas por muchos factores. En este trabajo



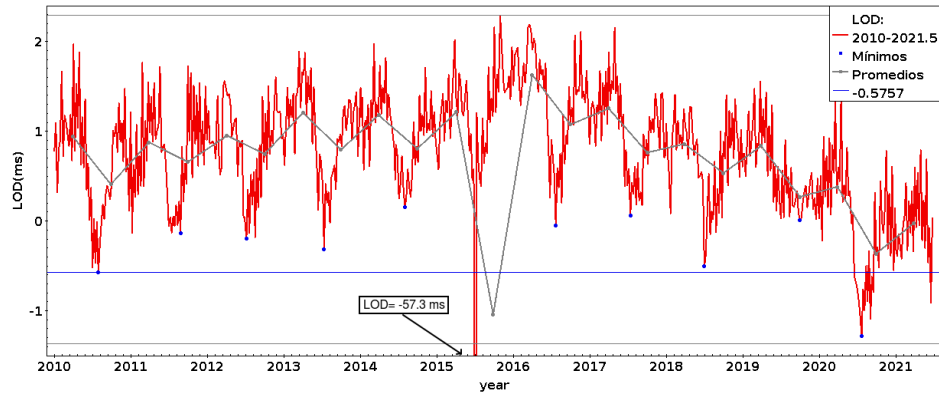


Figura 1: Serie de tiempo del LOD (2010-2021) en color rojo. En color gris, los promedios semestrales de cada año.

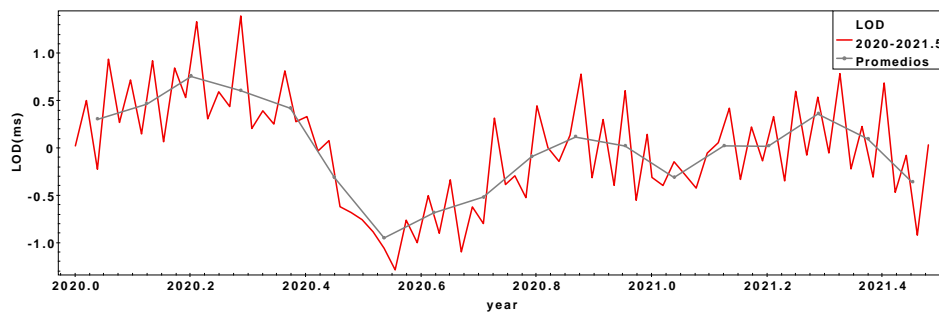


Figura 2: Serie de tiempo del LOD (2020-2021), en color rojo. En color en gris, los promedios mensuales de cada año.

se muestra como los fenómenos naturales, terremotos, huracanes, ciclones, variaciones estacionales, fenómeno del niño y depresiones tropicales influyen directamente en la Duración del Día. La velocidad rotatoria y el LOD son esencialmente de naturaleza imprevisible debido a que no se entienden completamente en la actualidad los mecanismos que los generan. A causa de ello, las investigaciones geodésicas- astronómicas se siguen realizando regularmente y con exactitud creciente. Los datos que resultan de ellas son temas de investigación continua. También se analizó el primer semestre del año 2021 y este muestra una clara tendencia en la disminución del valor del LOD, siendo mucho menor que los años ante-

riores analizados. Se espera en trabajos a futuro poder calcular el promedio y analizar esta tendencia decreciente.

### Referencias

Gonzalez E.A., 2016, *Técnicas Espaciales Aplicadas a la Astrometría de Constelaciones GNSS*  
 Maraddona A., Prado F., 2018, *Estudio de las Variaciones Seculares periódicas y accidentales del movimiento del Polo*  
 Zotov L., Bizouard C., 2020, J. Phys. Conf. Ser, 1705



# El Observatorio Austral de Rayos Gamma de Gran Campo (SWG0)

A. Pichel<sup>1</sup>, I. Allekotte<sup>2</sup>, L.H. Arnaldi<sup>2</sup>, S.M. Campos<sup>3</sup>, S. Dasso<sup>1</sup>, J.I. García<sup>3</sup>, F. Farfán Carreras<sup>4</sup>, P. Hansen<sup>5</sup>, D. Hoyos<sup>3</sup>, R. Laspiur<sup>3</sup>, A. Mariazzi<sup>5</sup>, D.G. Melo<sup>6</sup>, D. Ravignani<sup>6</sup>, G.E. Romero<sup>4</sup>, A.C. Rovero<sup>1</sup>, G.A. Salazar<sup>3</sup>, V. Serrano<sup>3</sup> & I.D. Vergara-Quispe<sup>5</sup>, por la Colaboración SWG0

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Centro Atómico Bariloche, Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Nacional de Salta, Argentina

<sup>4</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

<sup>5</sup> Instituto de Física de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>6</sup> Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina

Contacto / anapichel@iafe.uba.ar

**Resumen** / Presentamos el proyecto del próximo observatorio de rayos gamma energéticos de gran campo visual en el hemisferio sur, SWG0 (Southern Wide-field Gamma-ray Observatory). Este observatorio consistirá en un arreglo de miles de detectores de partículas ubicados a una altitud aproximada de 4800 m sobre el nivel del mar. Está diseñado para medir indirectamente rayos gamma y rayos cósmicos desde 100 GeV a cientos de TeV. SWG0 complementará a los detectores terrestres actuales como HAWC y LHASSO, ubicados en el hemisferio norte. Tendrá una mayor área de colección de partículas y estará en una ubicación que permitirá una mejor visión de nuestra galaxia. Dentro de sus objetivos científicos se encuentra el aportar información que ayude a comprender los procesos de aceleración de partículas relativistas en fuentes galácticas y extragalácticas, monitorear los fenómenos transitorios por arriba de los 100 GeV, estudiar la variabilidad a distintas escalas temporales, y caracterizar el flujo de rayos cósmicos en su rango de energías, entre muchos otros.

**Abstract** / We present the project for the next wide field energetic gamma ray observatory in the southern hemisphere, SWG0 (Southern Wide-field Gamma-ray Observatory). This observatory will consist of an array of thousands of particle detectors located at an approximate altitude of 4800 m above sea level. It is designed to indirectly measure gamma rays and cosmic rays from 100 GeV to hundreds of TeV. SWG0 will complement current ground-based detectors such as HAWC and LHASSO, located in the northern hemisphere. It will have a larger particle collection area and be in a location that will allow a better view of our galaxy. Among its scientific objectives is to provide information that helps understand the acceleration processes of relativistic particles in galactic and extragalactic sources, monitor transient phenomena above 100 GeV, study the variability at different time scales, and characterize the flow of cosmic rays in its range of energies, among many others.

**Keywords** / radiation mechanisms: non-thermal — instrumentation: detectors — site testing

## 1. Astronomía de rayos gamma

Durante las últimas décadas, el desarrollo de la astrofísica de altas energías, tanto a nivel teórico como observacional, ha permitido tener una nueva visión del Universo en la región gamma del espectro electromagnético. Con el lanzamiento del telescopio espacial *Fermi*-LAT y los observatorios de telescopios Cherenkov en tierra como VERITAS, HESS y MAGIC, se ha alcanzado un nivel de calidad y detalle en las observaciones sin precedentes en el área.

La detección directa de rayos gamma es sólo posible con satélites, como *Fermi*-LAT, pero las restricciones de costo y tamaño limitan su área de recolección y sensibilidad, funcionando en el rango de 50 MeV a 50 GeV. A medida que se aumenta en energía, típicamente por encima de 100 GeV, los flujos disminuyen siguiendo una ley de potencia y los satélites ya no son una opción para las observaciones astronómicas. En este caso, hay que recurrir a detecciones indirectas, a través de las lluvias

de partículas creadas como resultado de la interacción de los rayos gamma con la atmósfera. Las lluvias atmosféricas se pueden estudiar con observatorios de dos tipos complementarios: con Telescopios Cherenkov atmosféricos (IACT) y con arreglos extensos de detectores (EAS) (ver Fig. 1). Los Telescopios Cherenkov como actualmente utilizan VERITAS y Magic en el hemisferio norte y H.E.S.S en el hemisferio sur, son instrumentos muy sensibles que siguen a un objeto puntual durante el tiempo de la observación, pero con un ciclo de trabajo limitado y un estrecho campo de visión. Los observatorios de campo amplio, con arreglos extensos de detectores, como HAWC y LHASSO en el hemisferio norte, son ideales para estudiar la emisión de regiones muy extensas del cielo y para buscar eventos transitorios, sirviendo como complemento a los IACT proporcionando alertas para el seguimiento posterior. Además tienen la ventaja de operar en un rango de energía más alto de rayos gamma (100 GeV – 100 TeV).

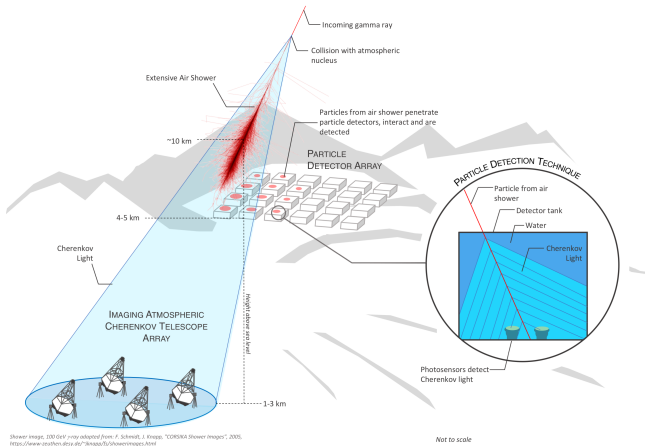


Figura 1: Ilustración de las técnicas de detección de rayos gamma de muy alta energía. A nivel del mar con telescopios Cherenkov (IACs) y a alturas mayores a 4000 metros con arreglos extensos de detectores de partículas. Créditos: Richard White, MPIK y la colaboración SWGO.

## 2. SWGO: Observatorio austral de rayos gamma de gran campo

SWG0 es el observatorio de rayos gamma de próxima generación que estudiará por primera vez el hemisferio sur hasta cientos de TeV (Huentemeyer et al., 2019). Es una colaboración internacional que empieza formalmente en julio de 2019. Actualmente esta conformado por 12 países, con 61 institutos de todo el mundo y más de 170 miembros plenos y 30 personas como miembros asociados (Hinton, 2021). En Argentina hay 5 instituciones que forman parte de SWGO y alrededor de 20 personas trabajando dentro de la colaboración. SWGO se encuentra actualmente en una fase de investigación y desarrollo. Las actividades clave son establecer un diseño de referencia para los detectores e identificar un sitio para emplazar el observatorio. Se espera para finales de 2023 tener definido el sitio y el formato del detector.

SWG0 presenta una gran oportunidad para la astrofísica de alta energía y la física más allá del modelo estándar (Albert & Southern Wide-field Gamma-ray Observatory Collaboration, 2021). SWGO permitirá mapear la emisión galáctica a gran escala, proporcionará acceso al centro galáctico para poder resolver con mayor exactitud las fuentes galácticas y definir cuan extensas son (López-Coto et al., 2021), para detectar eventos transitorios como *gamma-ray bursts* (GRBs) (La Mura et al., 2021) o alta actividad de galaxias de núcleos activos (AGNs) y para estudiar las contrapartes de rayos gamma de fenómenos variables detectados en otras bandas de energía. Además va a ayudar a encontrar las fuentes de rayos cósmicos, enfocándose en la parte del espectro de la rodilla (3 PeV) (Taylor et al., 2021). Con su amplio campo de visión y su profunda sensibilidad, incluso a las energías más altas, SWGO permitirá observaciones simultáneas de un gran número de fuentes estacionarias y transitorias, incluidas fuentes difusas y estructuras a gran escala, revelando sus detalles y morfologías.

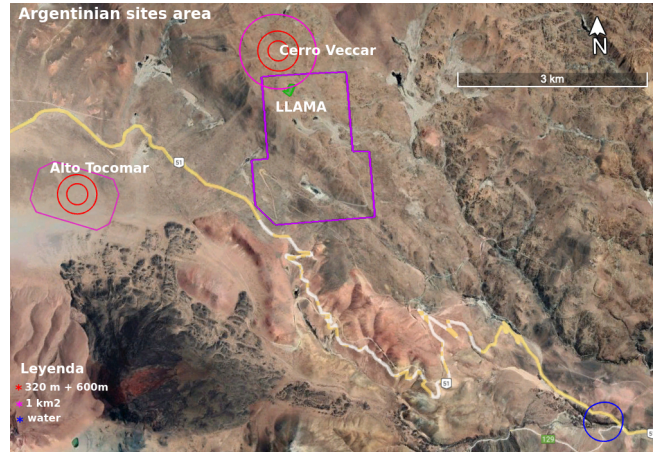


Figura 2: Mapa de los dos sitios argentinos en Salta. Cerro Veccar ubicado a una altitud de 4800m y Alto Tocomar a una altitud de 4450 m. Los círculos rojos son donde irían los detectores de partículas. El círculo violeta es por si se decide que hay que agrandar el diseño a 1 km<sup>2</sup>. También están marcados los lugares donde van a estar LLAMA y QUBIC.

### 2.1. Opciones de Sitios y detectores

Para lograr los objetivos científicos presentados, y además tener una muy buena resolución angular, resolución espacial y alcanzar un mayor rango de energías con energías más altas, la ubicación del observatorio debe tener bastantes restricciones (Hinton & Hofmann, 2009). SWGO tiene que estar ubicado a una latitud entre 10 y 30 grados sur, tener una altitud superior a 4400 m, un promedio anual temperatura por encima del punto de congelamiento y acceso a fuentes de agua. Además para abaratar costos, se requiere que haya infraestructura en el sitios y en las cercanías, incluyendo caminos, energía eléctrica, fibra óptica, etc. Varios sitios potencialmente adecuados entre 4800 y 5000 m de altitud han sido identificados. En Argentina hay dos sitios propuestos ambos en Salta. Cerro Vecar, ubicado a una altitud de 4800 m, donde QUBIC y LLAMA se están construyendo, y Alto Tocomar, ubicado a una altitud de 4450 m, separado unos kilómetros de Cerro Vecar (ver Fig. 2). En Chile hay 2 sitios propuestos, Pampa la Bola y Pajonal, cerca de donde está ALMA. En Bolivia se propone el sitio ALPACA y en Perú hay 4 sitios, dos en Imata, uno en Sumbay y otro en la Laguna Sibinacocha que es un gran lago natural.

El diseño del *array* consta de una parte central de un círculo de 320 m de diámetro con unos 5700 detectores cubriendo un área de 80000 m<sup>2</sup>, cubriendo un área 4 veces más grande de lo que es HAWC actualmente. Además va a haber un arreglo exterior de 900 tanques mucho más separados entre sí, cubriendo un área de 221000 m<sup>2</sup> (ver Fig. 3).

Las principales opciones para las unidades detectoras Cherenkov de agua de SWGO son:

Tanques: unidades detectoras individuales mecánicamente separadas y desplegadas individualmente, con revestimientos herméticos a la luz dentro de tanques de plástico rotomoldeado (como en Auger) o de acero (como en HAWC).

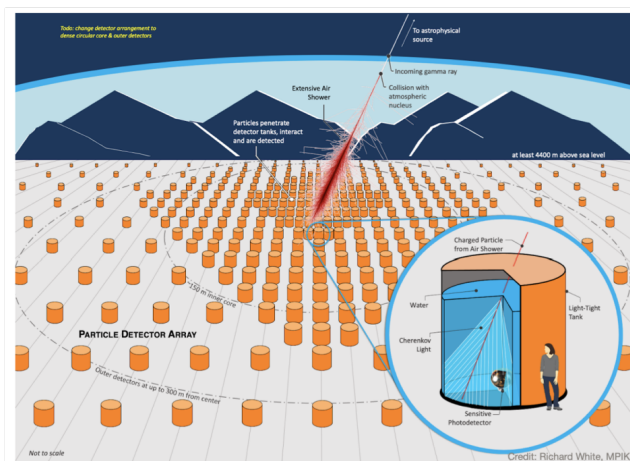


Figura 3: Ilustración de la distribución de las unidades detectoras. En el círculo interior hay mayor densidad de unidades, mientras que en círculo exterior se hace más espaciada la distancia entre tanques. Créditos: Richard White, MPIK y la colaboración SWGO.

Estanques: cuatro o más volúmenes de agua artificial con muros de contención y separación óptica entre unidades (como en LHAASO).

Lago: despliegue de unidades detectoras llenas de agua pura directamente en un lago. Todas estas opciones de unidades físicas, así como las opciones de fotosensor y electrónica, están siendo evaluadas.

### 3. Colaboración Argentina de SWGO

La colaboración argentina de SWGO está formada por 5 instituciones: el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), el Instituto de Física de La Plata (IFLP), el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), el Centro Atómico Bariloche (CAB-CNEA) y la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad Nacional de Salta. Actualmente hay 17 personas que son miembros plenos de la colaboración y 4 miembros asociados.

Estamos trabajando en distintas áreas dentro de la colaboración. Hemos armado y estamos probando en el predio de la UNSa un prototipo de detector de partículas (WCD) para colocarlo en el sitio argentino Cerro Vecar. En el proceso de construcción hemos probado 2 proveedores de tanques plásticos y seleccionado uno de ellos para la compra del tanque a escala normal, esto

es un tanque de 25 m<sup>3</sup>. Hemos construido la electrónica de adquisición y adaptado las conexiones para un fotomultiplicador proveniente del proyecto ANTARES, un módulo óptico (ANTARES Collaboration et al., 2002). Hemos construido una línea de 11 sensores de temperatura para poner dentro del prototipo que nos permite medir temperatura del agua en distintos puntos del detector. Hemos construido dos sistemas fotovoltaicos, para el prototipo y para la central meteorológica. El prototipo y la electrónica están terminados y tomando datos en Salta capital. Queda su traslado al Cerro Vecar para el 2022, lo que nos permitirá realizar mediciones básicas, como el conteo de eventos de fondo y las condiciones de congelamiento del agua. Hemos importado, probado e instalado en el sitio de LLAMA un conjunto de sensores que incluye una central meteorológica y equipamiento para medir variables terrestres. El conjunto, denominado Aerosite, se encuentra funcionando en la explanada del proyecto LLAMA, en coordinación con este proyecto para compartir datos. Este aparato fue diseñado por la colaboración SWGO para colocarse en los 4 países interesados, y servirá para comparar los sitios con el mismo instrumental. Estamos trabajando en simulaciones del balance térmico y simulaciones de un prototipo de detector, para luego contribuir al diseño del arreglo de detectores. Las operaciones del instrumental se darán enmarcadas en “Salta Ventana al Universo”, una iniciativa del MinCyT para la creación de un parque astronómico en la puna salteña.

*Agradecimientos:* Este trabajo fue realizado parcialmente con el aporte de subsidios otorgados por el CONICET, PICT Agencia, UNSa, Mincyt.

### Referencias

- Albert A., Southern Wide-field Gamma-ray Observatory Collaboration, 2021, *APS April Meeting Abstracts, APS Meeting Abstracts*, vol. 2021, H10.003
- ANTARES Collaboration, et al., 2002, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 484, 369
- Hinton J., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2111.13158
- Hinton J.A., Hofmann W., 2009, *ARA&A*, 47, 523
- Huentemeyer P., et al., 2019, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 51, 109
- La Mura G., et al., 2021, *Galaxies*, 9, 98
- López-Coto R., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2109.03521
- Taylor A.M., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2108.04609

# Astro-meteorological characterization of CASLEO sites: technical description and evaluation of the data series

S. Hurtado<sup>1</sup>, J. Blázquez<sup>1</sup>, F. Faifer<sup>1,2</sup>, P.F. Pereyra<sup>3</sup>, S.A. Cellone<sup>1,3</sup>, J.L. Aballay<sup>3</sup>, P.L. Antico<sup>1,4</sup>, M.A. Giménez<sup>3</sup>, L.A. Mammana<sup>1,3</sup>, P.G. Ostrov<sup>3</sup>, M.V. Reynaldi<sup>1</sup> & P. Zaninelli<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup> *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

<sup>2</sup> *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

<sup>3</sup> *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina*

<sup>4</sup> *Observatorio Argentino-Alemán de Geodesia, CONICET, Argentina - BKG, Alemania*

<sup>5</sup> *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

Contact / scellone@casleo.gov.ar

**Resumen** / A través de una colaboración iniciada entre astrónomos, meteorólogos, e ingenieros de la FCAG y el CASLEO, se ha encarado un proyecto de caracterización astrometeorológica de los sitios del Complejo Astronómico El Leoncito, particularmente el Cerro Burek, donde se encuentran instalados varios telescopios por convenios con instituciones extranjeras. En esta primera etapa presentamos una descripción técnica del instrumental utilizado, y la evaluación de los datos disponibles, con series que alcanzan los 16 años en el caso de las variables meteorológicas. Sobre esta base se está elaborando un plan de análisis que permitirá establecer las propiedades de los sitios, con vistas a la instalación de nuevos instrumentos astronómicos.

**Abstract** / A collaboration started between astronomers, meteorologists, and engineers of FCAG and CASLEO is developing a project with the aim of characterizing the astro-meteorological conditions at the “Complejo Astronómico El Leoncito” sites, particularly the “Cerro Burek” summit, where several telescopes have been installed through agreements with institutions of different countries. In this first stage, we present a technical description of the instruments and an evaluation of the available data, which—in the case of meteorological variables—comprise time-series spanning 16 years. We are developing a plan to analyze this database, with the goal of establishing the sites’ astro-meteorological conditions, pointing to the future installation of new astronomical instruments.

*Keywords* / site testing — atmospheric effects — light pollution

## 1. Introduction

Selecting a site suitable for the installation of telescopes and scientific astronomical instruments, in general, requires precise knowledge of its meteorological conditions, as well as of Astronomy related variables, such as seeing, night-sky brightness, opacity, etc. Short-term (few years) campaigns may be misleading, due to climate variability. Thus, long and homogeneous time-series of meteorological data are needed to achieve a reliable climatological characterization of any site (Aguilar & Llanso, 2003), particularly when substantial investment is planned.

In this work, we present a short description of the meteorological and sky-quality instruments operating at the “Complejo Astronómico El Leoncito” (CASLEO, San Juan, Argentina), and we evaluate the usefulness of the data series to achieve a thorough characterization of the sites. As an illustration, we present preliminary results involving different meteorological variables measured at Cerro Burek, which have an impact on the quality of astronomical observations.

## 2. Instruments

The following meteorological and sky-quality assessment instruments are currently installed (and taking data) at CASLEO:

- Davis Vantage Pro2 meteorological station (wired): HSH\* site (Cerro Burek), data registered since Jul/2005 with 30 min cadence. It has an integrated set of sensors, including: anemometer, rain collector, temperature, humidity, solar radiation, and UV radiation sensors.
- Davis Vantage Pro2 meteorological station (wireless): JS\*\* site, data registered since Mar/2018 with 30 min cadence and 1 min cadence starting Apr/2018. Similar sensors to the previous item.
- Cloud Sensor II from Boltwood Systems Corporation, HSH site, data registered since Jun/2011. The cloud sensor is a fundamental device in remote observation. It allows monitoring of atmospheric conditions that can affect astronomical observation and the safety of astronomical instruments. It detects sky cloudiness, rain and snow, daylight, and measures ambient temperature, wind speed, and humid-

\*HSH: Helen Sawyer Hogg 0.6 m Telescope

\*\*JS: Jorge Sahade 2.15 m Telescope

ity. The Cloud Sensor detects the presence of clouds in an indirect manner. It measures the sky temperature by sensing the infrared radiation from the sky. Some other parameters are also sensed in an indirect way. The sensor has a gold finger with a power heater and a fingertip temperature sensor, which estimates the wind speed by determining how cold the finger is.

- Cloud Sensor II from Boltwood Systems Corporation, JS site, data registered since Sep/2019. Similar sensors to previous item.
- Sky surface-brightness sensor *SQM-LE* (Sky-Quality Meter – Lens Ethernet), JS site, data registered since Dec/2011. Data are shown as visual magnitudes per square arcsecond.
- Differential Image Motion Monitor (DIMM) for seeing measurements, JS site, up to Sep/2018 – HSH site, since Nov/2019. Built by CASLEO staff using a Celestron catadioptric 11" telescope.



Figure 1: Sensors of the *Davis Vantage Pro2* meteorological station installed at Cerro Burek.

All instruments are fully automated, except for the DIMM, which requires an operator to point the telescope to a selected (bright) star, and to start/end the observations.



Figure 2: Console of the *Davis Vantage Pro2* meteorological station installed at Cerro Burek.

Here we present preliminary results from the 16 year-long (Jun/2005-Jun/2021) data series collected with the meteorological station at the HSH site (Figs. 1 and 2).

### 3. Results

Fig. 3 shows the daily mean of wind intensity. In general, the wind is more intense and presents higher variations during daytime than at night. The mean wind intensity during the day hours is maximum from October to December (around  $35 \text{ km h}^{-1}$ ), while the largest variability takes place in winter and spring. At night, wind intensity and its variability do not show significant changes throughout the year. However, between May and October several extreme values higher than  $60 \text{ km h}^{-1}$  are measured. Mean values remain around  $22.5 \text{ km h}^{-1}$ .

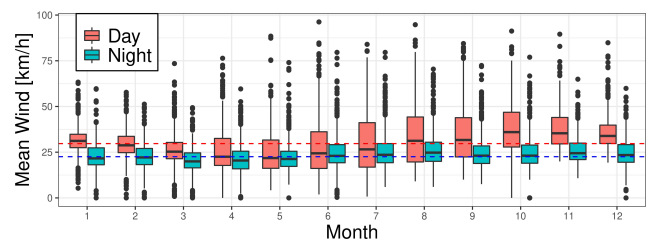


Figure 3: Boxplot of daily mean wind intensity (2005-2021); light-red: day, green: night. Thick horizontal lines show the medians, while colored boxes include values between percentiles 25 ( $p_{25}$ ) and 75 ( $p_{75}$ ). Vertical lines show ranges of values between  $\pm 1.5$  ( $p_{75} - p_{25}$ ) of the median. Black dots show extreme values. Dashed lines show the median of the medians for daytime (red) and night-time (blue). Units are  $\text{km h}^{-1}$ .

Fig. 4 shows the thermal amplitude during daytime and at night. The highest mean values are registered during daytime along the warmer months. At night, no relevant changes of the thermal amplitude are observed, although the highest thermal amplitudes are observed in the intermediate seasons (autumn and spring). On the

other hand, throughout the whole year, extreme values of the thermal amplitude are registered at night, while this behavior is not observed during daytime. The mean of the diurnal medians is  $11^{\circ}\text{C}$ , while at night the mean value is  $6^{\circ}\text{C}$ .

The behavior of dew point depression is shown in Fig. 5, where low (high) values indicate more (less) air humidity. Throughout the whole year, mean values are higher during daytime than at night, indicating a higher presence of relative humidity at night. Particularly, December, January, February, and March show the minimum mean values, and hence the larger values of nighttime humidity. On the other hand, winter months (June – August) present the driest nights.

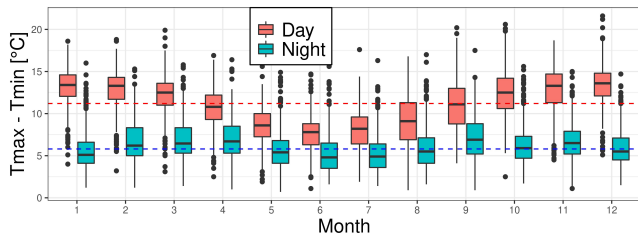


Figure 4: Same as Fig. 3 but for the thermal amplitude (maximum temperature – minimum temperature). Units are Celsius degrees.

Daily precipitation ( $> 1\text{ mm}$ ) is shown in Fig. 6a. In general, low precipitation values are registered all year long. The minima of mean precipitation—both for day and night hours—take place during the colder months, while the maxima take place between December and March. The mean of the medians shows that there is no significant difference between daytime and nighttime mean precipitation (both about  $3\text{ mm}$ ). Regarding the monthly percentage of days with precipitation (Fig. 6b), it can be seen that the months showing higher percentage are those corresponding to the warm season (December – March); however, the percentage of days with precipitation is on average  $< 10\%$ . From April to October, the percentage of days with precipitation is practically non-existent.

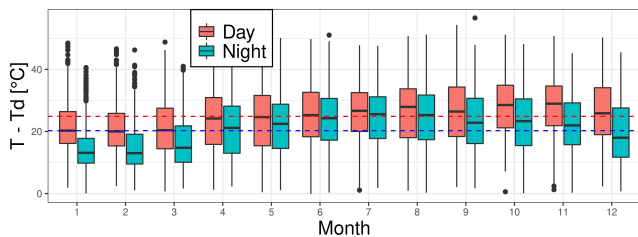


Figure 5: Same as Fig. 3 but for the dew point depression (temperature – dew point temperature). Units are Celsius degrees.

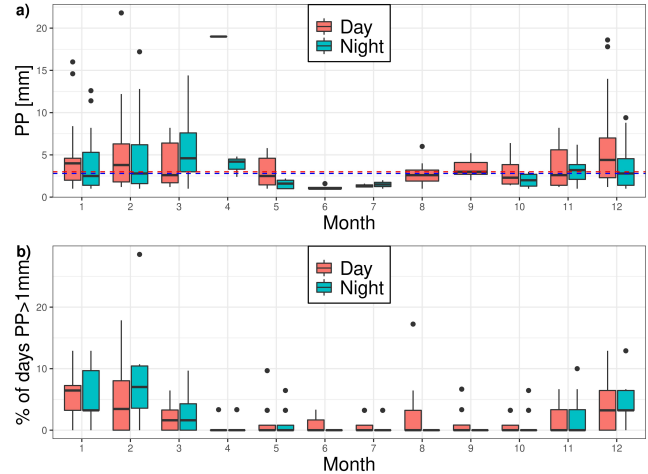


Figure 6: Same as Fig. 3 but for a) precipitation (mm), b) monthly percent of days with precipitation greater than  $1\text{ mm}$ .

#### 4. Conclusions and future work

CASLEO has valuable series of meteorological variables and records of astronomical conditions, which can be used to extract information aiming at a consistent and detailed characterization of the sites within the Astronomical Complex. Previous studies, based on smaller data-sets, can be found in Martinis et al. (2013); Cavazzani & Zitelli (2013); Aubé et al. (2014); Poblete & Escribá (2020). The present work is the first step towards a thorough study of CASLEO sites, involving different aspects which impact on astronomical observations. Future work will encompass:

- installation of particulate matter sensors (through an agreement with San Juan government) and other meteorological sensors (wind gust, etc.);
- analysis of meteorological conditions (mean conditions and weather change);
- determination of image quality and its temporal evolution, through the analysis of data taken with the DIMM instrument installed at Cerro Burek;
- quantitative determination of the night-sky brightness (from SQM data), and its evolution considering the impact of light pollution;
- study of correlations between astronomical conditions at the sites (using data obtained with the mentioned sensors and/or observational data gathered with the various telescopes) and contemporary measured meteorological variables.

#### References

- Aguilar E., Llanos P., 2003, *Guidelines on climate metadata and homogenization*, WMO
- Aubé M., et al., 2014, *PASP*, 126, 1068
- Cavazzani S., Zitelli V., 2013, *MNRAS*, 429, 1849
- Martinis C., et al., 2013, *PASP*, 125, 56
- Poblete A.G., Escribá K.G., 2020, *Revista Geográfica Digital*, 17, 29



# Automated code for the selection of targets to be observed with the SAINT-EX telescope

R.P. Petrucci<sup>1,2</sup> & Y. Gómez Maqueo Chew<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

<sup>2</sup> *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, México*

Contact / romina.petrucci@unc.edu.ar

**Resumen** / En esta contribución, presentamos las características principales y describimos el funcionamiento del código desarrollado en lenguaje *python* para la construcción automática de la cola de observación de los objetos que serán observados durante la noche con el telescopio SAINT-EX de 1-m.

**Abstract** / In this contribution, we present the main characteristics and describe the functioning of the code developed in *python* language to automatically build the list of objects that are nightly observed in queue mode with the 1-m SAINT-EX telescope.

**Keywords** / techniques: photometric — planets and satellites: detection — stars: late-type — planets and satellites: terrestrial planets

## 1. Introduction

SAINT-EX (Search And characterIstatioN of Transiting EXoplanets) is a project that arises as a collaboration between the SAINT-EX Consortium and the Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM). This endeavor has two main scientific purposes that involve the use of high precision photometry (Sabin et al., 2018): 1) to detect and characterize terrestrial transiting planets around ultra-cool dwarfs (Sebastian et al., 2021), and 2) to provide ground-based support for the ESA CHEOPS space mission (Benz et al., 2021). To achieve these goals, between 2017 and 2019 a 1-m telescope equipped with a CCD Andor Ikon camera was installed at the Observatorio Astronómico Nacional de la Sierra de San Pedro Mártir (OAN-SPM, México). In March 2019, the facility became fully operational and, since then, it has been performing nightly observations only interrupted during the first six months of the COVID-19 pandemic. Here, it is important to mention that the scientific objective related to the ultra-cool dwarfs is performed in collaboration with the SPECULOOS team (Delrez et al., 2018).

So far, SAINT-EX has confirmed three planetary systems (Demory et al., 2020; Wells et al., 2021; Schanche et al., 2022), initially identified as candidates by the TESS space mission (Ricker et al., 2015). The success of this project in such a short term can be attributed, in part, to the efficiency in the observing preparation, and the data acquisition and analysis, which are performed in a fully robotic and remote way.

In this context, we present in this contribution the main characteristics and describe the functioning of the code developed in *python* language to build the list of objects that are nightly observed in queue mode with the 1-m SAINT-EX telescope.

## 2. Code main characteristics and functioning

The purpose of this code, written in *python*, is to automatically generate the list of targets, ordered by priority, that are observed nightly with the 1-m SAINT-EX telescope. It is mainly based on the libraries for observations planning and scheduling provided by the *astropy* (Astropy Collaboration et al., 2013, 2018) and *astroplan* (Morris et al., 2018) software, but also uses different tasks created by the authors to compute the targets' priority. The functioning of the code is shown in Figure 1 and described in the next paragraphs.

It requires as input a file containing the name, equatorial coordinates in epoch J2000, magnitude (J or K), and spectral type of all the stars in the sample. Basically, for each target, the code assesses five different modules and assigns a weight between 0 and 1 each. These modules are:

- Module 1: Number of observed hours. According to Sebastian et al. (2021), the most efficient observing strategy to increase the chances of finding a transiting planet is to observe each target for at least 100 hours on consecutive nights. Therefore, this module assigns more weight to the stars that have been observed for less than 100 hours.
- Module 2: Declination. Given that SAINT-EX is located in the North Hemisphere, if the star has a declination  $> +20^\circ$  it receives a greater weight than a star that has a declination  $\leq +20^\circ$ .
- Module 3: Magnitude. In order to have high signal-to-noise images, this module assigns a greater weight to brighter stars with  $J \leq 14$ .
- Module 4: Spectral type. Stars with spectral types later or equal to M7 receive a larger weight than stars with spectral types earlier than M7.



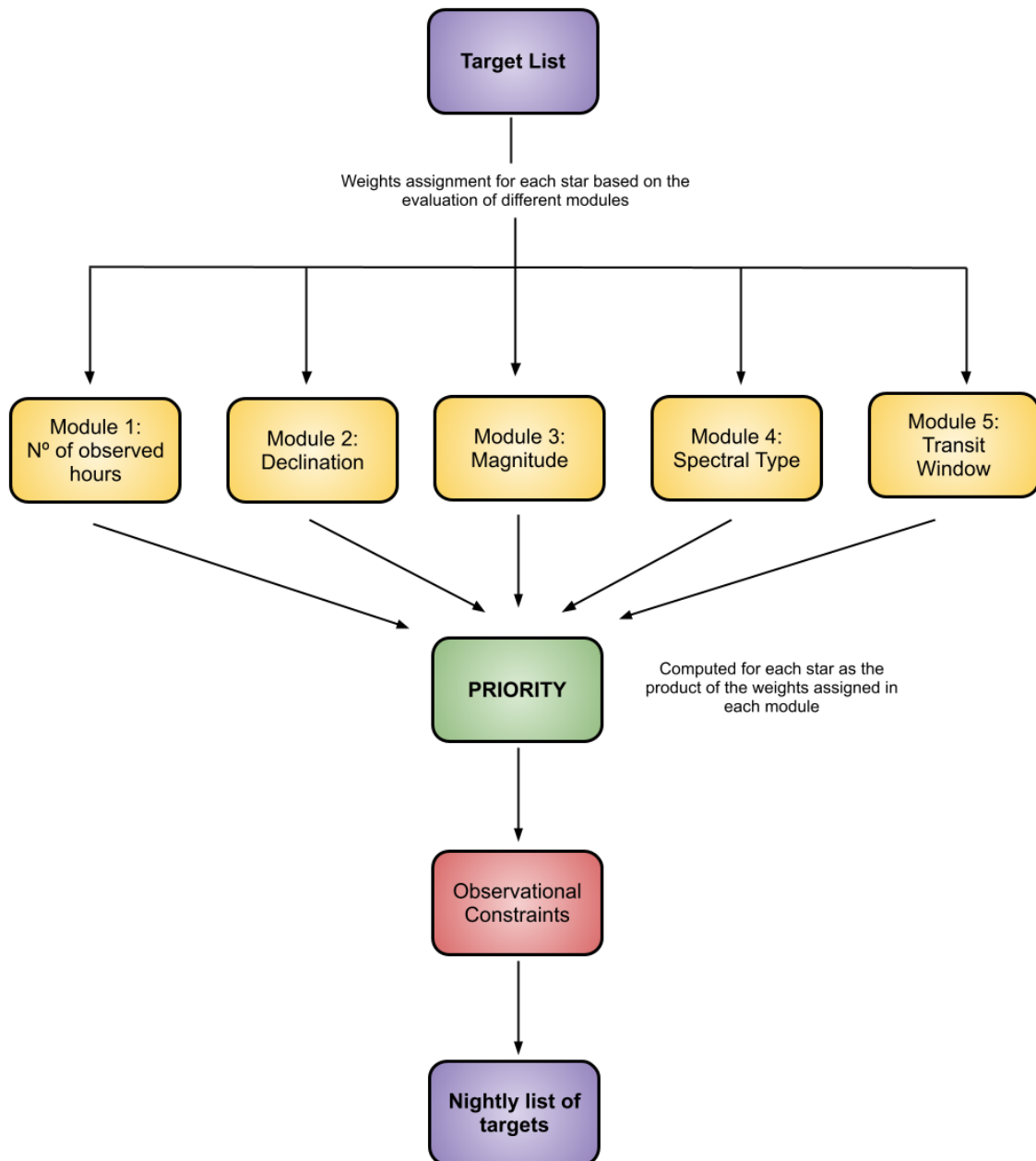


Figure 1: Flow Chart describing the functioning of the code to select the optimum targets to be observed by the SAINT-EX telescope in regular operations using queue robotic mode. See the text for details.

- Module 5: Transit window. This module was designed for those targets that have to be observed on a specific time interval, for example, to confirm a known transit event. In these cases, the star receives the highest weight to be observed in the transit window.

After the evaluation of each module, the priority of each star is computed as the product of the weights assigned per module. Then, a preliminary list of selected targets is set, where the target with the highest priority is ranked in the first place. The final list is generated in the next step, after the code checks different obser-

vational constraints, including among others:

- The separation between Moon and target. This needs to be larger or equal to  $30^\circ$  to avoid excessive scattered moonlight, which is difficult to correct.
- The amount of night time that the target is visible above  $28^\circ$  over the horizon\*. This point is very important because, in the preliminary list, several targets will have the same highest priority, but the code will only select the ones visible for the longest

\*This limit of  $28^\circ$  is set by the minimum altitude the telescope can reach safely.

periods as “optimal”.

- If the target has a specified transit window.
- The times at which different twilights occur to properly set the start and end times of each target’s observations.

If any of the top priority stars in the preliminary list has a conflict with any observational constraint, it is removed and the next target in the list is considered. As result, the code builds up the final list of targets to be observed nightly.

As output, the code provides: i) a visibility plot of the selected optimum targets as shown in Figure 2. Colored solid lines indicate the airmass of the star as a function of time and the shaded areas point out the time interval at which each target will be observed by SAINT-EX. The gray shaded areas mark the civil, nautical, and astronomical twilight at dawn and dusk, ii) a series of scripts with information about the exposure time, filter, start and end of the observations of each target, also instructions to open and close the dome, to turn on and off the telescope and CCD, and to take the number of the required calibration images (bias, dark, and dusk and dawn flat-fields) with their corresponding integration times. These scripts are uploaded to the telescope control computer with the appropriate format to be read by the program that carries out the automated observations.

### 3. Conclusions

This code has been successfully used to select the optimal targets to be observed nightly, since the commissioning of the SAINT-EX telescope. However, there are some aspects that still need to be improved. As an example, so far, the code computes the integration time ( $t_{\text{exp}}$ ) of each star only through its magnitude. In some cases, this leads to an overestimation of  $t_{\text{exp}}$  producing saturated or near-saturated images. In the future, it would be desirable that the code calls to a more sophisticated tool, such as the Exposure Time Calculator (ETC) used by the SPECULOOS team (Delrez et al., 2018) that includes information about the CCD, atmospheric conditions, etc to calculate realistic  $t_{\text{exp}}$ . Another point of improvement would be to include the number of hours that each ultra-cool dwarf is observed with the SPECULOOS telescopes. At the moment, module 1 only considers the hours monitored by SAINT-EX. Additionally, so far, this code is optimized for the SAINT-EX observation queue, only. In the near future, we expect to implement an option that will allow the user to enter the coordinates (latitude, longitude, and height above

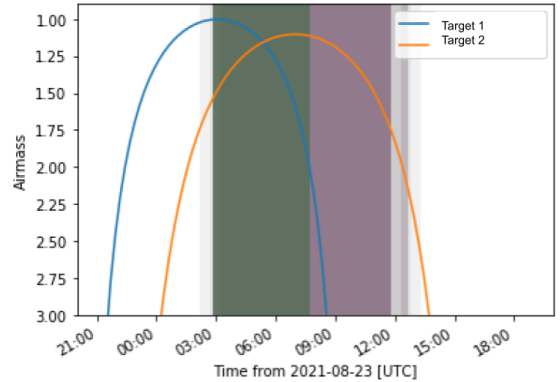


Figure 2: Visibility plot of the optimum targets selected by the code. Blue and orange solid lines indicate the airmass as a function of time of targets 1 and 2, respectively. Dark green and violet shaded areas point out the time interval at which each of these targets will be observed by SAINT-EX. Different gray shaded areas mark the civil, nautical, and astronomical twilight at dawn and dusk.

sea level) of any observatory to generate its own observation queue. This new version of the code will be available for the community through GitHub.

*Acknowledgements:* This work has been supported by UNAM-PAPIIT IG-101321. R.P acknowledges DGAPA (Dirección General de Asuntos del Personal Académico) for her postdoctoral fellowship granted between 2018 and 2020. We thank the referee for his/her comments.

### References

- Astropy Collaboration, et al., 2013, *A&A*, 558, A33  
 Astropy Collaboration, et al., 2018, *AJ*, 156, 123  
 Benz W., et al., 2021, *Experimental Astronomy*, 51, 109  
 Delrez L., et al., 2018, H.K. Marshall, J. Spyromilio (Eds.), *Ground-based and Airborne Telescopes VII, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 10700, 1070011  
 Demory B.O., et al., 2020, *A&A*, 642, A49  
 Morris B.M., et al., 2018, *AJ*, 155, 128  
 Ricker G.R., et al., 2015, *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, 1, 014003  
 Sabin L., et al., 2018, *20th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, 59, Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun  
 Schanche N., et al., 2022, *A&A*, 657, A45  
 Sebastian D., et al., 2021, *A&A*, 645, A100  
 Wells R.D., et al., 2021, *A&A*, 653, A97



# Polarimetric calibration of the Sunrise UV Spectropolarimeter and Imager

F.A. Iglesias<sup>1,2,3</sup>, A. Feller<sup>4</sup>, A. Gandorfer<sup>4</sup>, A. Lagg<sup>4</sup>, T.L. Riethmüller<sup>4</sup>, S.K. Solanki<sup>4</sup>, Y. Katsukawa<sup>5</sup>, M. Kubo<sup>5</sup>, G. Zucarelli<sup>2</sup>, M. Sanchez<sup>2</sup> & the Sunrise team

<sup>1</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>2</sup> Grupo de Estudios en Heliofísica de Mendoza, Facultad de Ingeniería, UM, Argentina

<sup>3</sup> Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

<sup>4</sup> MPI für Sonnensystemforschung, Alemania

<sup>5</sup> National Astronomical Observatory of Japan, National Institutes of Natural Sciences, Japón

Contact / franciscoaglesias@gmail.com

**Resumen** / Sunrise es un observatorio óptico montado en un globo estratosférico, dedicado al estudio de campos magnéticos en la atmósfera solar con muy alta resolución. El tercer vuelo de Sunrise incluye al *Sunrise UV Spectropolarimeter and Imager* (SUSI), que opera en el rango espectral de 313-439 nm, y cubre miles de líneas espectrales que no son accesibles desde tierra. SUSI no incluye una unidad de calibración polarimétrica a bordo. En este trabajo, reportamos acerca del estado de desarrollo de SUSI y los resultados preliminares de su calibración.

**Abstract** / Sunrise is an optical observatory mounted in a stratospheric balloon, developed to study magnetic fields in the solar atmosphere with very high resolution. In its third flight, Sunrise carry the Sunrise UV Spectropolarimeter and Imager (SUSI), that operates in the 313-430 nm range, covering thousands of spectral lines not accessible from the ground and thus largely unexplored. SUSI does not include a polarimetric calibration unit on board. We report about the development status of SUSI and the preliminary results of its calibration.

**Keywords** / Sun: magnetic fields — instrumentation: polarimeters — instrumentation: high angular resolution

## 1. The Sunrise mission

Sunrise is a balloon-borne, stratospheric ( $\approx 37$  km) solar observatory fed by a 1m Gregory-type reflector telescope, developed by a consortium led by The Max Planck Institute for Solar System research (MPS). The combination of large aperture, unique observing conditions above 99 % of the Earth's atmosphere and state-of-the-art instrumentation, have been essential for the great success of the first two flights in 2009 (Barthol et al., 2011; Solanki et al., 2010) and 2013 (Solanki et al., 2017), as reported in more than 100 refereed publications. The third science flight of Sunrise, planned for June 2022, includes a new gondola and completely renewed science payload. Three imaging vector magnetometers will cover the spectral range from the IR to the UV. These are SCIP (765-855 nm), TuMAg (517-525 nm) and SUSI (309-417 nm), and will allow studying small-scale, magnetohydrodynamic solar phenomena at different heights in the atmosphere simultaneously, from the low photosphere to the high chromosphere.

## 2. The UV spectropolarimeter SUSI

The polarimetrically unexplored UV region aimed by SUSI (Feller et al., 2020) is particularly relevant for Sunrise III main science goals. The spectral lines present in this range can be used to probe weak magnetic fields at different heights of the chromosphere, using both the

Zeeman and Hanle effects. Moreover, the high density of spectral lines can be exploited to increase S/N ratio via many-line inversions (Riethmüller & Solanki, 2019). SUSI is a slit spectrograph based on a diffraction grating that includes a dual-beam, narrow-band channel for polarimetry and a slit-jaw channel with phase diversity for wide-band, context imaging. The main SUSI observing parameters are listed in Table 1. Extra details, including the instrument optical layout can be consulted in Solanki et al. (2017). Reliability is an important aspect of a stratospheric balloon mission. Thus, SUSI design was based on proven instrumental concepts, leaving innovative aspects for post-facto data processing such as the implementation of novel spectra image restoration (van Noort, 2017) and many-line inversions.

## 3. Polarimetric calibration of SUSI

An accurate calibration of the SUSI polarimetric response is of paramount importance to reach the desired magnetic sensitivity. Since there is no polarization state generator (PSG) onboard, SUSI polarimetric calibration must be done on the ground before flight, see Fig. 1. To assist in the development of the calibration reduction routines before SUSI integration, and to assess their accuracy in getting the instrument response under different instrumental artifacts, we developed a numeric polarimetric model of SUSI (SUSIM). SUSIM

Table 1: Main specifications of the SUSI spectropolarimeter. The specifications for Full-Stokes and Spectroscopic modes are the same unless other value is specified.

Property	Full-Stokes Mode — Spectroscopic Mode
Stokes parameters	I, Q, U, V — I
Field of View (slit ; max. scanning)	60 arcsec ; 70 arcsec
Spatial sampling ; Slit width	0.032 arcsec pixel <sup>-1</sup> ; 0.060 arcsec
Pre-filter ranges (RA1 ; RA2 ; RA3) <sup>1</sup>	309 - 338 nm ; 346 - 370 nm ; 385 - 417 nm
Spectral range on cameras <sup>2</sup> ; Spectral sampling <sup>2</sup>	19.0 - 31.5 Å ; 9.67 - 15.99 mÅ pixel <sup>-1</sup>
Camera framerate	46.9 fps
Max. cadence <sup>3</sup>	256 ms — 21.3 ms
Slit scanning speed	0.01 - 1.46 arcsec s <sup>-1</sup>
Expected sensitivity per pixel, after 1s integration <sup>2,4</sup>	0.7 - 1.9 % — 0.3 - 0.9 %

<sup>1</sup>For transmission larger than 0.5×peak transm. <sup>2</sup>Depends on wavelength

<sup>3</sup>One modulation cycle requires 12 frames. <sup>4</sup>Average for Q, U, V at continuum and solar disc center.

can reproduce field-dependent properties of the SUSI response due to many effects, including variable electro-optical properties of the polarization modulator, mirrors, diffraction grating, imaging sensors, etc. The calibration process involves generating 40 partially-known polarization states with the PSG. The measured intensities are used to fit, per pixel, the 4x12 modulation matrix that models the polarimetric response of SUSI, the normalized input intensity during the calibration process, and two parameters (retardance and position angle error) of a required PSG model. The fit merit function is the root-mean-squared difference between the PSG output and measured Stokes parameters, see Fig. 2. The PSG can be placed at different locations in the beam path to derive and verify the polarimetric response of different subsystems. We calibrated a) SUSI standalone, b) SUSI plus the Image Stabilization and Light Distribution unit (ISLiD), located at the second focal point (see Fig. 1), and c) the full optical path, by placing the PSG at the first focal point. We denote these as Standalone, F2 and F1 calibrations, respectively. The complete instrument response is obtained from the F1 calibration plus a model-based correction for the main mirror polarimetric effects. However, F2 calibrations plus instrument models are used for some wavelengths where no suitable artificial light source was available.

#### 4. Preliminary Results

- SUSI standalone modulation matrix presents vertical and oblique optical interference fringes, the former most likely produced by the slit plate. Since the intrinsic variation of the matrix elements across the sensor is smoother than the fringes, we plan to Fourier filter the latter.
- The spectral average of the F2 modulation matrix is shown in Fig. 4. By comparing standalone and F2 matrices, it is evident that ISLiD introduces  $V \leftrightarrow U$  crosstalk that is strongly wavelength dependent due to the dispersion of the ellipsometric parameters of the dichroic beam splitter used at ISLiD exit port. Thus, we are required to calibrate each of the science target spectral regions.
- The measured polarimetric efficiencies are the expected ones for US560 camera which is in the re-

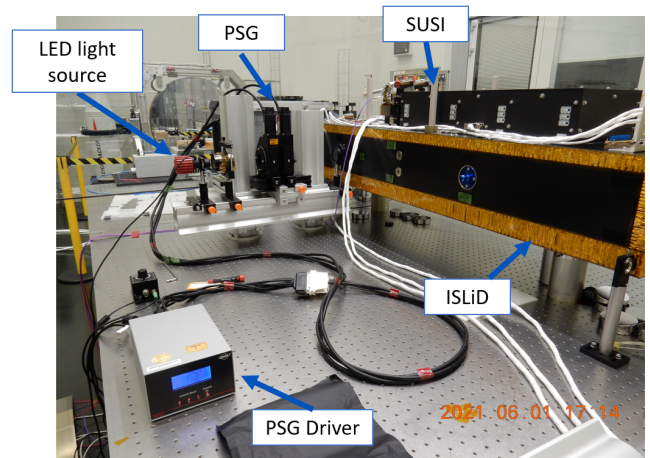


Figure 1: SUSI during a polarimetric calibration at MPS facilities.

fracted beam of the beam splitter cube used as analyzer, see Fig. 3. However, the efficiencies are lower for the US550 camera in the reflected beam of the cube, deriving in slightly higher noise in the images.

- The accuracy reached in standalone and F2 calibrations satisfies the requirements. However, the F1 calibrations performed so far are not as accurate, presenting undesired spatial fluctuations. This is may be due to strong fluctuations of the input calibration intensities that are not be properly fit. We are currently working in this issue.

#### References

- Barthol P., et al., 2011, *Solar Phys.*, 268, 1  
 Feller A., et al., 2020, C.J. Evans, J.J. Bryant, K. Motohara (Eds.), *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VIII*, vol. 11447, 2260 – 2267, SPIE  
 Riethmüller T.L., Solanki S.K., 2019, *A&A*, 622, A36  
 Solanki S.K., et al., 2010, *ApJL*, 723, L127  
 Solanki S.K., et al., 2017, *ApJS*, 229, 2  
 van Noort M., 2017, *A&A*, 608, A76

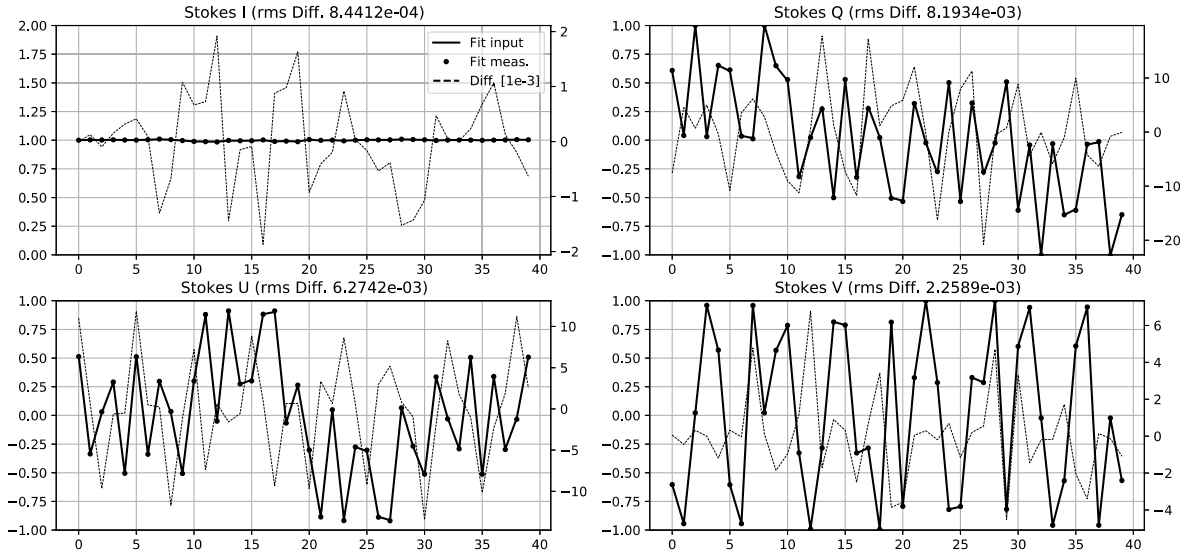


Figure 2: Stokes errors for the 40 inputs of a standalone calibration at 327.8 nm. We show the PSG output (*continuous line*), measured Stokes parameters (*dots*), and their difference (*dotted line*, ref. to the right scale in  $10^{-3}$ ).

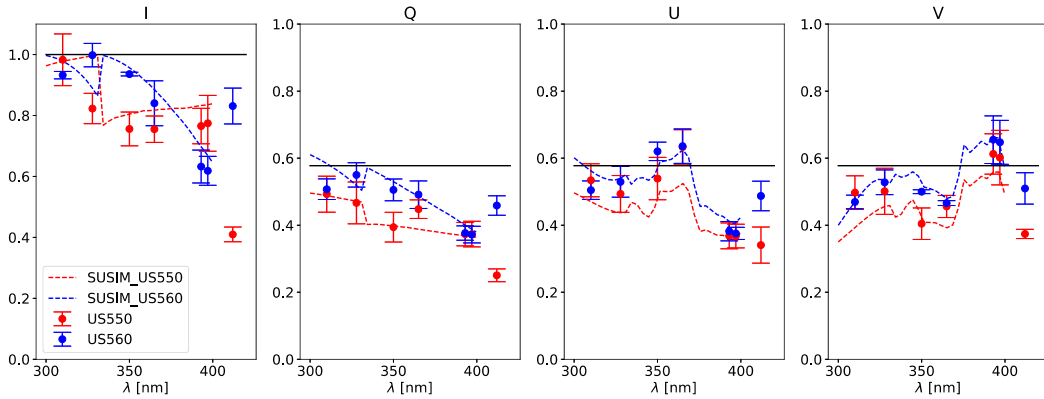


Figure 3: Measured (*dots*), modelled (*dashed lines*) and ideally balanced (*black lines*) polarimetric efficiencies at F2 vs. wavelength for each camera, see the legend. From left to right we show I, Q, U, and V efficiencies.

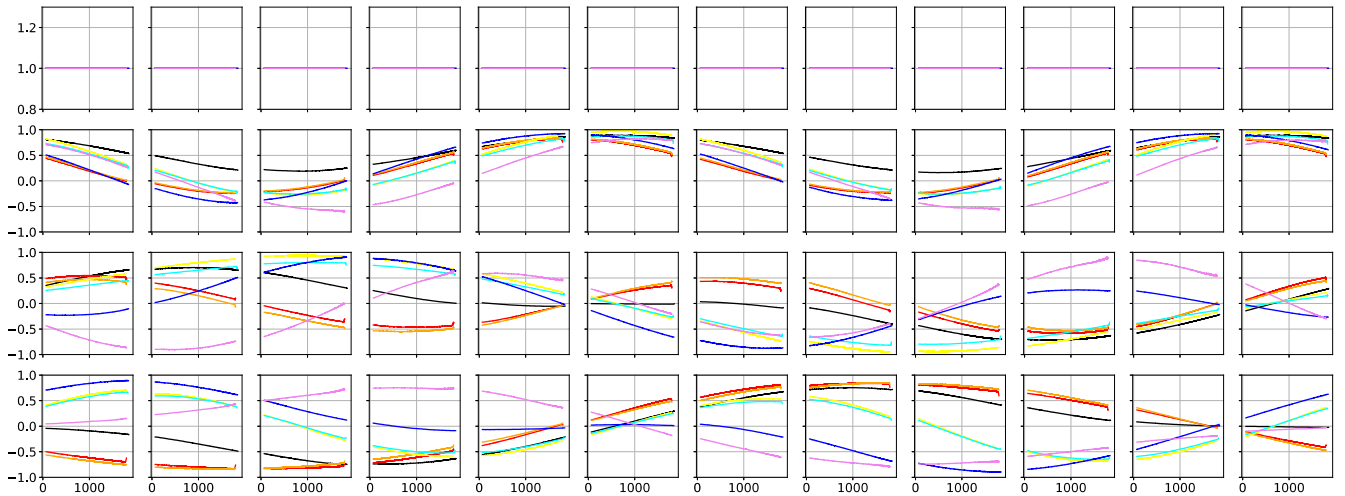


Figure 4: Spectral average of the normalized F2 modulation matrix at the following central wavelengths, all expressed in nm: 412 (*black*), 397 (*red*), 393 (*orange*), 365 (*yellow*), 350 (*cyan*), 327.8 (*blue*), 310 (*violet*). We show the transposed matrix with each row normalized to its first element, not presented here because they are all unity.



# Doce años de la Olimpiada Argentina de Astronomía

A.M. Leiva<sup>1</sup> & M.A. Oddone<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Contacto / mleiva@unc.edu.ar

**Resumen** / En el año 2010 nace la Olimpiada Argentina de Astronomía como una competencia de carácter nacional en el área Astronomía para estudiantes de enseñanza media. Actualmente contempla además la participación de estudiantes y/o personas con discapacidad intelectual que estén incluidas en establecimientos educativos de nivel secundario y/o que asisten a instituciones que trabajan con personas con discapacidad (establecimientos de modalidad especial, centros de día, fundaciones, etc.). En esta conferencia expondremos las características principales del proyecto, la estructura actual de la competencia, su alcance nacional y su proyección internacional. Tras un vasto camino de doce años se expondrán y analizarán los logros y objetivos alcanzados, los obstáculos que aún quedan por enfrentar y las metas futuras que se desean conseguir.

**Abstract** / In 2010 the Argentine Astronomy Olympiad was born as a national competition in the Astronomy area for high school students. Currently, it also includes the participation of students and / or people with intellectual disabilities who are included in educational establishments of secondary level and / or who attend institutions that work with people with disabilities (special modality establishments, day centers, foundations, etc. ). In this conference we will expose the main characteristics of the project, the current structure of the competition, its national scope and its international projection. After a long journey of twelve years, the achievements and objectives achieved, the obstacles that still have to be faced and the future goals to be achieved will be presented and analyzed.

*Keywords* / education — outreach — miscellaneous

## 1. Introducción



En el año 2009, docentes/investigadores del Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC) de la Universidad Nacional de Córdoba capacitaron a dos estudiantes secundarios de la provincia de Santa Fe para participar como delegación argentina en la 1<sup>era</sup> Olimpiada Andina de Astronomía y Astrofísica para estudiantes de nivel medio que se realizó en el departamento de La Paz en Bolivia. Esta experiencia fue para el OAC, el puntapié inicial para impulsar la creación de una olimpiada a nivel nacional.

La Olimpiada Argentina de Astronomía (OAA) es una competencia de carácter NACIONAL en el área del conocimiento correspondiente a la Astronomía y nace en el 2010 desde el OAC. En la actualidad es organizada en conjunto con la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata (FCAG) (desde el 2015) y el Instituto

de Ciencias Astronómicas de la Tierra y el Espacio - Universidad Nacional de San Juan (ICATE-CONICET-UNSJ) (desde 2018) y cuenta con el aval de la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FaMAF) de la Universidad Nacional de Córdoba y el auspicio de la Asociación Argentina de Astronomía.

Actualmente tiene dos modalidades de participación: la *Modalidad Teórico-Práctica* y la *Modalidad Especial*.

La *Modalidad Teórico-Práctica* contempla la participación de alumnos de los establecimientos educativos de nivel secundario (nivel medio) de nuestro país. La *Modalidad Especial* se gestó en 2011 en coordinación con docentes/profesionales de APADIM Córdoba y contempla la participación de estudiantes y/o personas con *discapacidad intelectual* que estén incluidas en establecimientos educativos de nivel secundario (nivel medio) y/o que asisten a instituciones que trabajan con personas con discapacidad (establecimientos de modalidad especial, centros de día, fundaciones, etc.).

La OAA tiene los siguientes objetivos:

- Promover el conocimiento de la Astronomía.
- Contribuir en la formación y educación de estudiantes y personas mediante su participación en actividades que demanden estudio, dedicación, esfuerzo y desarrollo de procesos de investigación.
- Fomentar una actitud activa y crítica en los tutores y docentes de las instituciones participantes.

- Contribuir a una permanente actualización de conocimientos y engrandecimiento del rol del docente frente a la sociedad.
- Fomentar la interacción entre establecimientos educativos, instituciones y centros de investigación.
- Fomentar una actitud activa y crítica en los tutores y docentes de los establecimientos educativos participantes.
- Despertar vocaciones científicas y técnicas, y aptitudes por el trabajo científico teórico y experimental.
- Promover un mejor conocimiento y comprensión de la ciencia y la tecnología.
- Fomentar el intercambio entre jóvenes de diferentes partes del país unidos por su afición a la Astronomía.
- Proveer un marco de preparación y selección de estudiantes para que compitan en olimpiadas internacionales.
- Generar un espacio inclusivo en lo social y en lo académico.

En cada edición, se contempla el desarrollo simultáneo de ambas modalidades. La Figura 1 muestra la estructura completa bajo la cuál se desarrolla la OAA.

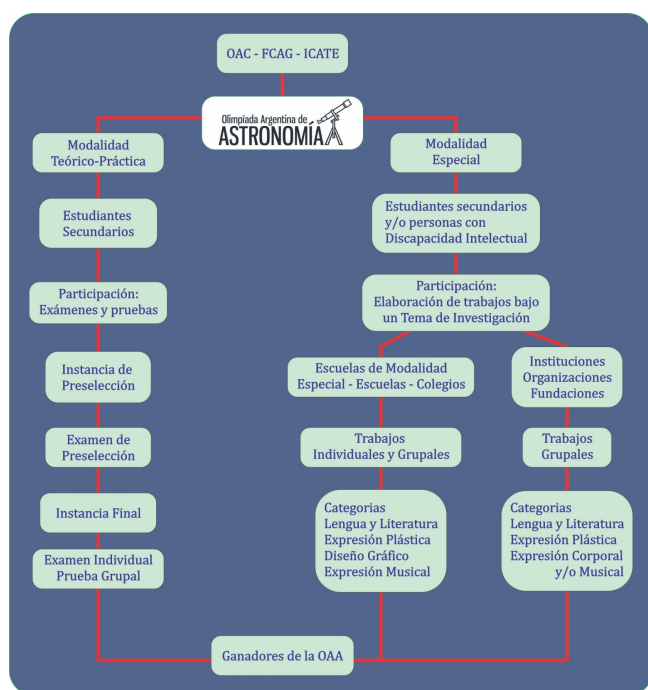


Figura 1: Estructura actual de la OAA.

## 2. Modalidades de la competencia

La *Modalidad Teórico-Práctica* contempla la participación de los estudiantes en los siguientes niveles según corresponda a la estructura educativa establecida en cada provincia y en cada región de nuestro país:

- Nivel 1: alumnos pertenecientes al Ciclo Básico de la educación media.
- Nivel 2: alumnos pertenecientes al Ciclo Orientado y/o Superior de la educación media.

En cada edición se organizan dos instancias de evaluación: la instancia de preselección a distancia (septiembre) y la instancia final presencial (noviembre). Las evaluaciones incluyen exámenes teórico-prácticos escritos y pruebas prácticas de carácter individual y/o grupal basados en los siguientes módulos del programa de contenidos de la OAA\*: A) Astronomía de Posición, B) Astronomía Dinámica, C) Astrofísica, D) Observación Astronómica.

La confección de las pruebas y la calificación de cada instancia son realizadas por astrónomos profesionales de las instituciones organizadoras.

La competencia en la *Modalidad Especial* depende de las características de la institución a la que pertenecen los participantes. En todos los casos la competencia contempla la elaboración de trabajos que reflejen un proyecto de investigación bajo un tema específico propuesto en cada edición por la OAA. Para establecimientos educativos de nivel de enseñanza media y/o escuelas de modalidad especial, se establecen los siguientes niveles:

- Nivel 1: alumnos de primero, segundo y tercer año.
- Nivel 2: alumnos desde cuarto año en adelante.

y las siguientes categorías en las que se puede participar: A) Lengua y Literatura, B) Expresión Plástica, C) Diseño Gráfico y D) Expresión Musical. Según la categoría, los trabajos a presentar pueden ser de carácter individual o grupal (máximo 15 integrantes por grupo). Participantes que no pertenecen a escuelas (ej. centros de día, fundaciones) sólo pueden participar en las categorías A) y B), y en una nueva categoría E) Expresión Corporal y/o Musical, presentando únicamente producciones grupales.

La evaluación y calificación de los trabajos se lleva a cabo durante el mes de octubre y es realizado por un tribunal interdisciplinario compuesto por astrónomos, profesores de Lengua y Literatura, Artes Plásticas, profesionales de la modalidad especial y artistas locales. Existe una excepción en la categoría C) *Diseño Gráfico* en la cuál, el tribunal realiza una primera preselección de trabajos para que luego sean sometidos a votación del público en general, permitiendo que la elección de los ganadores se derive de la participación directa de la comunidad. El logo ganador (ver. Figura 2) se utiliza en los mecanismos de difusión y, como imagen identificatoria de la siguiente edición.

## 3. Acerca de la entrega de premios

En la última etapa de la OAA se designa una sede (en general, el OAC) y los estudiantes y docentes de la modalidad teórico-práctica son convocados de manera presencial a las instancias finales de evaluación, en donde además, participan de diversas actividades de integración, talleres, paseos recreativos y observaciones astronómicas. Aprovechando la presencialidad, los estudiantes y docentes de las distintas provincias participan de una muestra de los trabajos presentados por la *modalidad especial* en la correspondiente edición. La finalización de esta etapa contempla un emotivo acto de entrega de premios y cierre convocando a participar del

\*<https://oaa.oac.unc.edu.ar/participar/contenidos/>



José Manuel López - Escuela Ckari Cay - Córdoba

Figura 2: Logo ganador de la primera edición de la OAA modalidad especial (2011) en la categoría C) Diseño Gráfico bajo el tema de investigación propuesto “Nuestro Sistema Solar”.

mismo a las dos modalidades. Se entregan medallas, certificados y distinciones y, dependiendo de la financiación conseguida, regalos especiales (libros, binoculares, etc.). Del acto (ver Figura 3) participan autoridades, docentes, estudiantes y público en general, los cuáles, después de finalizar el mismo, son invitados a continuar los festejos participando de un día de recreación en la institución sede compartiendo un almuerzo y participando de diversas actividades recreativas, permitiendo que se fortalezcan vínculos, se rompan fronteras y se genere un legítimo espacio de integración e inclusión.



Figura 3: Fotografías de algunos cierres de edición de la OAA.

#### 4. La OAA en números

La Figura 4 muestra la cantidad de participantes de la OAA desde la primera edición. Es importante remarcar que la participación de la modalidad teórico-práctica requiere que, en la mayoría de los casos, los docentes y estudiantes generen espacios fuera del ámbito escolar para la capacitación y adquisición de conocimientos debido a que la astronomía y sus aplicaciones específicas no se encuentran incluidas dentro de los espacios curriculares de la educación media. Aún así, desde la primera edición se han mantenido los niveles de participación en esta modalidad. Por otra parte, en ambas modalidades se experimentó un aumento de los participantes a partir del 2017, el cuál claramente fue afectado en 2020 debido a la pandemia.

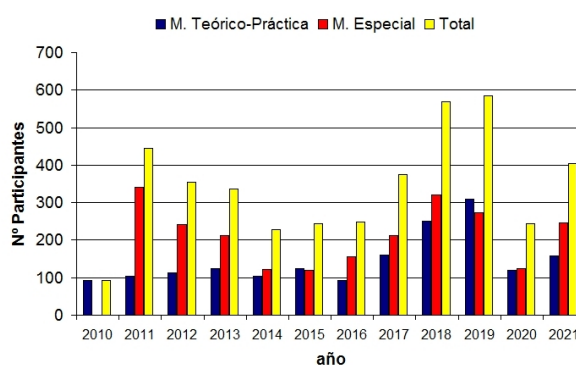


Figura 4: Cantidad de participantes en la OAA desde la primera edición.

Respecto de la modalidad especial, la gran cantidad de participantes refleja como los establecimientos educativos se han apropiado del espacio convirtiéndolo en muchos casos, en proyectos anuales de trabajo interdisciplinario que se desarrollan en las aulas. Esto también se refleja en los informes detallados y en los trabajos finales que los docentes de cada centro envían a la comisión evaluadora de la OAA.

El número de provincias que participan varía en cada edición, registrándose un valor medio de 14 provincias por año. Muchas veces esto ha dependido de la poca eficiencia, sobre todo en las primeras ediciones, de los mecanismos de comunicación y difusión que la OAA ha utilizado para lanzar la convocatoria de una nueva edición. Actualmente seguimos optimizando los mismos, y en particular, en 2021 se registraron inscripciones de 18 provincias (ver Fig.5).

#### 5. Proyección internacional

Actualmente, la mayoría de los países latinoamericanos cuentan con olimpiadas nacionales de astronomía y participan en olimpiadas internacionales. En algunos casos (ej. Brasil) desarrollan el proyecto hace más de dos décadas y en otros recién se inician (ej. Venezuela (2021)). Tomando como referencia el trabajo realizado



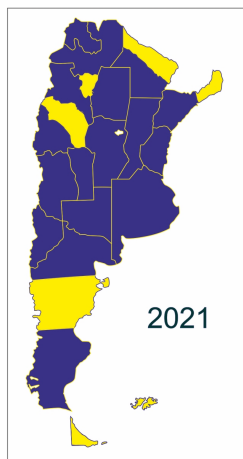


Figura 5: En azul se muestran las provincias que participaron en la última edición 2021 de la OAA.

en la OAA, muchas olimpiadas jóvenes han convocado a los coordinadores de la OAA para asesorar, organizar, capacitar, evaluar y diseñar algunas de las competencias en otros países latinoamericanos (ej. Olimpiada Panameña de Ciencias Espaciales (OLIPACE), Olimpiadas Ecuatorianas de Astronomía y Astronáutica (OEAA)). Resulta relevante mencionar que algunas de estas olimpiadas utilizan material de la OAA como referencia para capacitar a sus estudiantes.

En particular, desde el 2011, estudiantes participantes de la modalidad teórico-práctica de cada edición de la OAA participan de manera ininterrumpida en la competencia internacional Olimpiada Latinoamericana de Astronomía y Astronáutica (OLAA). Representantes de la OAA han contribuido en la confección de los reglamentos finales de esta competencia y actualmente, representan a nuestro país en el comité de delegados de la OLAA. En 2016, de la mano de la OAA, nuestro país fue sede de la VIII OLAA que se desarrolló en la ciudad de Embalse, provincia de Córdoba, e involucró la participación de 10 países (ver Figura 6). Actualmente en la OLAA participan 16 países.



Figura 6: Participantes de la VIII OLAA en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (2016), Córdoba.

Tabla 1: Total de premios obtenidos en las distintas olimpiadas internacionales en las que se ha participado:

Olimp.	Medallas			Mención Especial
	Oro	Plata	Bronce	
OAAA	1	-	1	-
OLAA	9	8	9	11

Los alumnos que integran la delegación argentina que participa en cada edición de la OLAA son seleccionados y capacitados por astrónomos profesionales pertenecientes a las instituciones que organizan la OAA. Este proceso se realiza cada año, iniciando en el mes de marzo hasta la fecha en la que se establece la realización de la competencia (en general, octubre).

En la Tabla 1 se resumen los premios internacionales obtenidos en la 1<sup>era</sup> Olimpiada Andina de Astronomía y Astrofísica (OAAA, 2009) y en la Olimpiada Latinoamericana de Astronomía y Astronáutica (OLAA, 2011 al 2021).

## 6. Respeto de los doce años de la OAA

Gran parte de los problemas actuales que tiene la OAA se deben a la financiación de cada edición, la cuál se logra, en general, con la suma de apoyos de las instituciones organizadoras (OAC, FCAG, ICATE), la FaMAF (UNC), la Asociación Argentina de Astronomía, el Ministerio de Ciencia y Tecnología de la provincia de Córdoba, fondos de particulares y apoyos excepcionales que se puedan conseguir.

En nuestro país las olimpiadas para estudiantes de nivel medio son coordinadas y financiadas por el Plan Nacional de Olimpiadas del Ministerio de Educación (ME) de la nación. En varias oportunidades la OAA ha realizado las gestiones para ser incluida en este plan pero las mismas no han sido exitosas. Los principales argumentos que expone el ME se deben principalmente a que la astronomía en la educación media no está contemplada como un espacio curricular independiente, a que una olimpiada educativa debe ir acompañada de instancias de capacitación y a que se desea que su coordinación dependa de una institución que solo administre una única competencia. La Universidad Nacional de Córdoba a través de la FaMAF organiza desde hace más de 30 años la Olimpiada Argentina de Física.

Actualmente, en la provincia de Córdoba, los establecimientos educativos con orientación en Ciencias Naturales contemplan en el último año de formación el espacio curricular *Física y Astronomía* y el OAC, en coordinación con el Ministerio de Educación de la provincia de Córdoba anualmente dicta cursos de capacitación con puntaje docente para los docentes a cargo de estos espacios y para docentes en general. Además, la coordinación de la OAA hoy es llevada a cabo por tres instituciones independientes pertenecientes a tres universidades nacionales (Univ. Nac. de Córdoba, Univ. Nac. de La Plata y Univ. Nac. de San Juan). En 2022 la OAA hará una nueva gestión ante el ME.

En cuanto a la estructura, en la modalidad teórico-práctica existen desigualdades en los niveles en los que los estudiantes pueden participar. Esto se debe en parte a la no uniformidad de la educación media a nivel nacional cuando uno compara los diseños contemplados entre cada provincia (ej. ciclos completos de 5 años, ciclos completos de 6 años) y a que se necesitaría contemplar dentro de la competencia más cantidad de niveles que se adecuen mejor a los conocimientos y herramientas que los estudiantes pueden manejar. Como ejemplo podemos mencionar que actualmente en el Nivel 1 compiten estudiantes de primer año del ciclo básico con estudiantes de tercer año. La OAA tiene como objetivo solucionar a futuro este inconveniente incorporando más profesionales que ayuden a organizar y coordinar la logística que implicaría agregar más niveles en la competencia.

El hecho de que la Astronomía como espacio no esté contemplada en la currícula de la educación media a nivel nacional impone que los estudiantes y docentes interesados deban realizar capacitaciones y esfuerzos extra fuera del espacio escolar. La OAA continuará trabajando para que la Astronomía se incluya en la currícula de la educación media a nivel nacional.

Desde sus inicios, la OAA se ha transformado en un nuevo espacio en el cual muchas instituciones educativas, a través de la astronomía, encuentran herramientas para aprender, disfrutar e interactuar con instituciones científicas de nuestro país. Anualmente cientos de alumnos participan en cada edición de la OAA.

Respecto de la modalidad teórico-práctica, independientemente de las instancias de evaluación de los estudiantes, los docentes en cada institución realizan talleres, capacitaciones y en algunos casos, han llevado adelante proyectos de observatorios escolares y municipales. La OAA, a través de su sitio web <https://oaa.oac.unc.edu.ar>, provee información general, detalles de cada edición y permite el acceso público a guías de ejercicios teórico-prácticos y a todos los exámenes con sus respectivas soluciones que los estudiantes han rendido en cada instancia de evaluación desde su inicio.

Respecto de la modalidad especial, la OAA constituye un verdadero espacio de inclusión en donde docentes, tutores y participantes se han apropiado del espacio permitiendo articular, a través de los procesos de investigación, entre diversas disciplinas en las que se potencian las relaciones interpersonales, la creatividad, las relaciones docente-estudiante, la estimulación, la comunicación y la integración familiar entre otras.

Es importante mencionar que los establecimientos educativos han comprendido que la OAA no es una simple participación, sino una competencia nacional entre pares.

Profundizando la integración de ambas modalidades, la OAA además contempla, cuando es posible, un acto de cierre de edición con las dos modalidades en forma presencial realizando una emotiva entrega de premios con diversas actividades en conjunto que permiten deshacer fronteras, fortalecer vínculos y brindar un verdadero sentido de igualdad, reforzando el hecho de que la OAA es una olimpiada con dos modalidades y no, dos competencias independientes. En muchos casos la OAA ha trascendido a la competencia en sí misma permitiendo que muchos ex olímpicos y docentes sigan vinculados a las instituciones organizadoras, ayudando o capacitando a estudiantes, dictando talleres, apoyando en la organización de ediciones, etc.. En particular, con la supervisión de profesionales de la modalidad especial y personal del OAC, dos ex olímpicos que participaron en la modalidad especial realizaron en el OAC durante un año completo una pasantía laboral no rentada atendiendo visitas y público en general.

Es importante resaltar que, al igual que en muchas olimpiadas nacionales, las competencias no están orientadas a encasillar a los estudiantes en la elección de una carrera específica. Se busca despertar vocaciones científicas y técnicas que los estimulen a continuar con su formación a través de estudios terciarios y/o universitarios. Muchos jóvenes profesionales han participado en distintas olimpiadas nacionales (ej. Olimp. Argentina de Matemática, Olimp. Argentina de Física, etc.) incluida la OAA. Aún así, existen estudiantes que, a partir de su participación en la OAA, han decidido iniciar sus estudios universitarios en astronomía.

En estos doce años el proyecto se ha consolidado a nivel nacional y, como la experiencia lo muestra, se espera que la cantidad de participantes aumente significativamente en los próximos años. Invitamos a todos los miembros de la comunidad astronómica e interesados en colaborar con el proyecto a sumarse al desafío y ser parte de la OAA.

*Agradecimientos:* Agradecemos a la Asociación Argentina de Astronomía por permitirnos exponer el proyecto, a todas las instituciones que hacen posible que podamos llevar adelante cada edición de la OAA y, al departamento de diseño gráfico de la FCAG por su calidez y predisposición siempre.



# Diagnóstico sobre la enseñanza de Astronomía en Argentina (primera parte)

M.A. Corti<sup>1,2,8</sup>, D.C. Merlo<sup>3,4,8</sup>, M.S. De Biasi<sup>1,5,8</sup>, S. Paolantonio<sup>3,8</sup> & N. Camino<sup>6,7,8</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>4</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>5</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>6</sup> Facultad de Humanidades y Ciencias Sociales, UNPSJB, Argentina

<sup>7</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>8</sup> Coordinación Nacional de la Educación en Astronomía, AAA, Argentina

Contacto / mariela@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / En el año 2020 la Asociación Argentina de Astronomía conformó NAEC Argentina, cuyo plan de trabajo consistió en tres etapas siendo la primera de ellas “Diagnóstico sobre la Enseñanza de la Astronomía en nuestro país”. La misma a su vez se divide en tres acciones: analizar los Diseños Curriculares Jurisdiccionales de la Educación Secundaria para identificar la presencia de contenidos y de asignaturas específicas de Astronomía; relevar la participación de astrónomos profesionales y aficionados en instancias de educación formal; y analizar los diseños de las carreras de Profesorado de Física. En esta contribución presentamos los resultados de las dos primeras acciones. Del análisis efectuado en los Diseños Curriculares de las 24 Jurisdicciones resultó que en 10 de ellas existe un espacio curricular específico sobre Astronomía en la Orientación en Ciencias Naturales. Con respecto a la participación en la educación formal de astrónomos profesionales y aficionados, se recabó información mediante un formulario electrónico y el análisis de las respuestas obtenidas fue organizado en categorías vinculadas a la educación, a lo social y a la cultura. Las conclusiones del estudio de ambas partes del diagnóstico ofrecen un primer acercamiento a la situación actual en nuestro país: la baja presencia de Astronomía en la Educación Formal, aportando una importante proyección hacia la tercera parte, aún en proceso, y a futuras propuestas de acciones concretas.

**Abstract** / During 2020 year the Asociación Argentina de Astronomía formed NAEC Argentina, whose work plan consisted of three stages, the first of which was “Diagnosis on the Teaching of Astronomy in our country”. It in turn is divided into three actions: analyze the Jurisdictional Curricular Designs of Secondary Education to identify the presence of contents and specific subjects of Astronomy; find out about the participation of professional and amateur astronomers in instances of formal education; and analyze the designs of the Physics Teacher careers. In this contribution we present the results of the first two actions. From the analysis carried out in the Curricular Designs of the 24 Jurisdictions, it turned out that in 10 of them there is a specific curricular space on Astronomy in Natural Sciences Orientation. Regarding the participation of professional and amateur in formal education, the information was collected through an electronic form and the analysis of the answers obtained was organized into categories related to education, social and culture. The conclusions of the study of both parts of the diagnosis offer a first approach to the current situation in our country: the low presence of Astronomy in Formal Education, providing an important projection towards the third part, still in process, and to future proposals for concrete actions.

*Keywords* / education — sociology of astronomy — miscellaneous

## 1. Introducción

El plan de trabajo propuesto por NAEC Argentina (formada en agosto de 2020), consiste en tres etapas: 1) Diagnóstico sobre la Enseñanza de la Astronomía en nuestro país; 2) Generar propuestas concretas para los niveles Secundario y Terciario (Formación Docente); y 3) Elaborar recomendaciones sobre la Enseñanza de la Astronomía destinadas a las Jurisdicciones Educativas y a las instituciones del área específica (Facultades de Astronomía, Asociaciones profesionales). A su vez, la Etapa 1 del plan de trabajo citado comprende tres acciones: A1) Análisis de los Diseños Curriculares de Ni-

vel Secundario; A2) Diagnóstico sobre la participación de astrónomos profesionales y astrónomos aficionados en el Nivel Secundario y en el Nivel Terciario (Formación Docente); y A3) Análisis de los Planes de Estudio y Diseños Curriculares de los Profesorados de Física de la República Argentina, en todas las Jurisdicciones y de todo tipo de Gestión. Se presentan en este trabajo una síntesis de los resultados de las acciones A1 y A2 de la Etapa 1.

## 2. Análisis

### 2.1. Diseños Curriculares de Nivel Secundario de la República Argentina (Etapa 1, A1)

Se analizaron los Diseños Curriculares de la Educación Secundaria de las 24 Jurisdicciones Educativas de la Argentina (23 provincias y CABA), con el fin de identificar cómo se presenta a la ciencia astronómica en el nivel. La estructura general del Secundario está conformada por un Ciclo Básico Común (2 o 3 años) y un Ciclo Orientado (3 años), el cual a su vez se divide en dos Campos simultáneos: la Formación General y la Formación Orientada.

En cuanto a los contenidos vinculados directamente a la Astronomía identificados en el Ciclo Básico Común, se desprende que en 17 jurisdicciones se incluye al menos uno, dentro de los espacios curriculares denominados “Físico-Química”, “Física”, “Ciencias Naturales”; mientras que en las 7 restantes (CABA, Catamarca, Chaco, Chubut, Jujuy, Misiones y San Luis) no se encuentra ninguno. En general estos contenidos están basados en los Núcleos de Aprendizaje Prioritarios (NAP), y están presentes con un muy diverso grado de tratamiento. Los contenidos abordados se focalizan en: Sistema Solar, sus componentes y escalas; Modelos cosmogónicos y su evolución histórica; Efectos que experimenta la Tierra como integrante del Sistema Solar; El Universo, sus componentes, modelos y evolución; Los procesos energéticos en el interior de las estrellas. La observación del cielo está presente en sólo dos jurisdicciones.

Ya en el Ciclo Orientado, en el Campo de la Formación General, hay 14 jurisdicciones que presentan temas de Astronomía, la mitad de las mismas los incluyen dentro de la Orientación en Ciencias Naturales o en Matemática-Física, incluidos en asignaturas o bloques de los campos de la Física, de las Ciencias de la Tierra y de la Filosofía, y pueden sintetizarse como: Sistema Solar y su origen, movimientos de planetas, gravitación universal, leyes de Kepler, Estrellas (constitución, evolución), Vía Láctea, galaxias, modelos geocéntrico y heliocéntrico, Teorías del origen y evolución del Universo.

En 10 jurisdicciones, en el Ciclo Orientado en Ciencias Naturales existen espacios curriculares específicos dedicados a Astronomía, con cierta diversidad en cuanto a denominación y contenidos, ver la Tabla en la Figura 1. En todas ellas este espacio se ofrece como optativa del último año de estudio, salvo en Formosa donde se ofrece en los dos últimos años. Ninguna escuela supera las 4 hc semanales. Para un detalle de los contenidos conceptuales incorporados en cada espacio curricular consultar Camino et al. (2021a).

Es importante destacar que poco más del 7 % de los estudiantes argentinos transitan la Educación Secundaria obligatoria sin abordar ni un solo tema de Astronomía. Por otra parte, solo el 7 % de los estudiantes cursan un espacio específico de Astronomía en las 10 jurisdicciones antes citadas. Sobre el 86 % restante de la población estudiantil del nivel, si bien tienen contenidos de Astronomía dispersos de distintas maneras a través de los 6 años de escolarización, no hay garantía alguna de que los mismos sean efectivamente trabajados. Cabe destacar que la gran cantidad de contenidos incorporados en

los espacios específicos muestra algunos aspectos de importante conflictividad, en especial por: la baja carga horaria semanal (3 horas cátedra, en general) lo que hace casi imposible el desarrollo satisfactorio de los mismos en el ciclo lectivo; la falta de un criterio didáctico claramente explicitado para su recorte, ya que se presentan como un listado de contenidos tradicionales, como un “deber ser” de la Astronomía, al estilo “índice de libro” (¿están incluidos casi todos los temas!); la falta de una adecuada articulación de los contenidos seleccionados con los de años anteriores, en especial de Matemática y Física; los perfiles docentes habituales en ejercicio, los que frecuentemente no satisfacen plenamente los requerimientos de esta carga de contenidos ni de su didáctica específica; en varios Diseños los errores conceptuales y didácticos sobre Astronomía incorporados en los contenidos a desarrollar; los escasos recursos didácticos de buena calidad (libros, principalmente) sobre Didáctica de la Astronomía diseñados específicamente para el Nivel Secundario; y los Diseños no sugieren materiales confiables para el docente.

En cuanto a su presencia en los 50 colegios secundarios dependientes de las 55 Universidades Nacionales (Di Piero, 2020), y considerando que, debido a la autonomía universitaria, los mismos pueden no seguir las pautas de las Jurisdicciones en las que se encuentran geográficamente incluidos, sólo se han identificado 9 escuelas con orientación en Ciencias Naturales que incluyen un espacio específico para esta disciplina científica: Colegio Nacional Buenos Aires, (UBA); Escuela Sup. de Comercio “Manuel Belgrano”, (UNC); Colegios secundarios (5) de la UNCuyo; Liceo Victor Mercante y Colegio Nacional, (UNLP). En todas ellas es una asignatura ofrecida en el último año de estudio. Para un detalle de los contenidos conceptuales incorporados en cada espacio curricular y otros aspectos de esta parte del diagnóstico consultar Camino et al. (2021a).

### 2.2. Astrónomos profesionales y aficionados en el Sistema Educativo (Etapa 1, A2)

Para esta parte del diagnóstico se utilizaron cuestionarios diseñados a partir del recurso brindado por GoogleForms, distribuido a un gran listado de direcciones electrónicas, personales e institucionales, quedando abierto durante varios meses para la recepción de respuestas. Los astrónomos profesionales fueron contactados a través del Padrón de la Asociación Argentina de Astronomía (334 socios); los astrónomos aficionados fueron contactados a través de direcciones electrónicas de grupos y asociaciones, y muchas personales (varias decenas en total). Los cuestionarios solicitaban: datos personales y profesionales (titulación, pertenencia institucional, temas de investigación), tiempo y características del ejercicio en la docencia en espacios curriculares específicos sobre Astronomía en el Secundario/Terciario, opinión sobre las dificultades y los beneficios que tendría la inclusión de Astronomía en los correspondientes Niveles, y algún comentario final de cierre, opcional. Las respuestas de los cuestionarios fueron totalmente voluntarias.

Se recibieron 40 respuestas de astrónomos profesionales

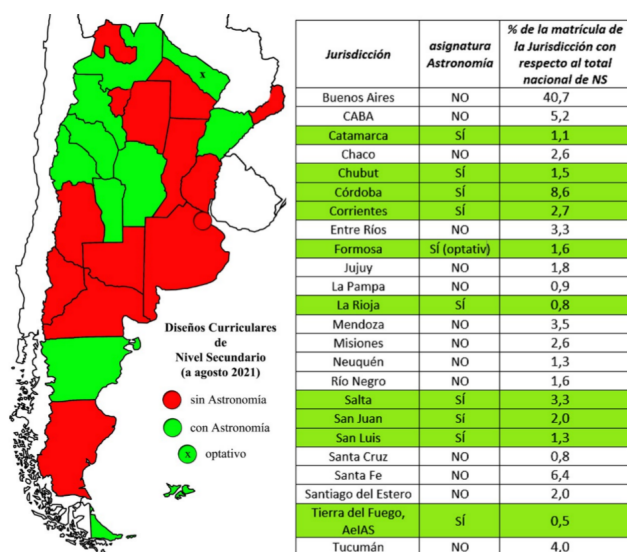


Figura 1: Izquierda: mapa del sector continental de la Rep. Argentina indicando en color verde las Jurisdicciones con Astronomía en los DC de Nivel Secundario, y en color rojo, aquellas Jurisdicciones que no la tienen (Camino et al., 2021a). Derecha: porcentaje de la matrícula de las correspondientes Jurisdicciones respecto al total nacional de Nivel Secundario (12-18 años), extraído de Camino et al. (2021a).

sobre el Nivel Secundario. Casi el 58 % indica no haber tenido vinculación con este Nivel; el resto presenta solo algunas experiencias. Señalan como dificultades las siguientes: nivel de formación irregular en los estudiantes (Matemática, Física); no ver Astronomía en Primaria y Secundaria; tiempo para la observación del cielo; la formación de los docentes; no contacto entre docentes y astrónomos; falta de recursos didácticos. Señalan como beneficios los siguientes: Formación del pensamiento crítico; Estímulo para aprender cosas nuevas; Desarrollar la capacidad de observación; Valoración del medio ambiente y comprender el lugar de la Tierra en el Universo; Comprensión del proceso de construcción de la ciencia. A su vez, se recibieron 19 respuestas sobre el Nivel Terciario de Formación Docente. Casi el 79 % indica no haber tenido vinculación con la Formación Docente. Señalan como dificultades: escasa motivación de los docentes; falta de capacitación para docentes; no articulación de los Diseños Curriculares entre el Nivel Secundario y el de la Formación de Profesores de Física; los astrónomos tenemos pocas herramientas para enseñar a enseñar. Señalan como beneficios: desarrollar interés y motivación temprana de vocaciones científicas; fomentar hábitos de razonamiento, de metodología y de comunicación; alfabetización científica.

Por otra parte, se recibieron un total de 14 respuestas de astrónomos aficionados. El 80 % no tuvo vinculación con el Secundario y el 100 % no tuvo participación en el Nivel Terciario (Formación docente). Señalan como dificultades en ambos niveles: falta de preparación de los docentes; los profesores de Geografía es lo más cercano a la asignatura de Astronomía, pero carecen de conocimiento en esta ciencia. Señalan como beneficios: avivar la curiosidad; la posibilidad de aprender utilizando mo-

delos; despertar vocaciones; pensamiento autónomo y crítico; el trabajo grupal, la solidaridad y la posibilidad de pensarnos como habitantes de un planeta que está limitado.

Como comentario final sobre la participación de astrónomos en los niveles Secundario y Terciario podemos resaltar lo siguiente: la importancia de articular la Formación Docente con el Nivel Secundario y vincular ambos Niveles con los astrónomos profesionales y aficionados; la conveniencia de insistir en la inclusión de un espacio curricular obligatorio y específico de Astronomía y su enseñanza en los Profesorados de Física, como así también de acciones de capacitación docente; y enfatizar la importancia de que los astrónomos profesionales, especialmente, se vinculen cada vez más con el nivel Secundario y con la Formación Docente. Para una discusión más profunda sobre los resultados obtenidos en esta parte del diagnóstico consultar Camino et al. (2021b).

### 3. Comentario final y proyecciones

A partir de la finalización de las dos primeras acciones, y estando aún en proceso la tercera, de la etapa “Diagnóstico sobre la Enseñanza de la Astronomía en nuestro país” propuesta por NAEC Argentina, ya es posible afirmar que la situación descrita sobre la presencia de Astronomía en el sistema educativo argentino reviste aspectos de gran disparidad, falta de actualización en los métodos y objetos de estudio actuales de esta disciplina científica, y una cierta desconexión del ámbito educativo (escuelas, formación docente) con la comunidad científica especializada en la construcción de este conocimiento científico: los astrónomos. Cabe destacar, entonces, que una de las formas en las que sería posible iniciar un camino para que la Astronomía retorne en forma significativa, con fundamentos rigurosos desde lo científico, lo cultural y lo didáctico, a la escuela secundaria en particular, es que los astrónomos profesionales sean quienes profundicen su compromiso para con la educación de los adolescentes y chicos de nuestro país. No será posible que los futuros ciudadanos argentinos tengan una visión de mundo que incluya la mirada actual sobre el cielo sin que la comunidad especializada en construir tal mirada los acompañe activamente, a ellos y a sus docentes, en el proceso de enseñanza, en sentido amplio, requerido para este cambio sustancial respecto a lo que se ha presentado aquí. La siguiente etapa de nuestro trabajo desde NAEC Argentina será propositiva, destinada a las jurisdicciones e instituciones educativas, y a los docentes; esperamos contar con muchos astrónomos para trabajar juntos en pos de una educación que incluya a la Astronomía.

### Referencias

- Camino N., et al., 2021a, Revista de Enseñanza de la Física, 33, 101  
 Camino N., et al., 2021b, Revista de Enseñanza de la Física, 33, 91  
 Di Piero E., 2020, Pro-Posições, 31, e20170111



# Instrumentos resguardados por el Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba 150 años de historia

S. Paolantonio<sup>1</sup> & D.C. Merlo<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / spaolantonio@unc.edu.ar

**Resumen** / Los instrumentos científicos constituyen en su conjunto uno de los elementos más importantes de la cultura material de la ciencia. Su estudio proporciona datos fundamentales sobre la creación y transmisión de los conocimientos científicos. Se trata de auténticas fuentes históricas, de importancia semejante a los manuscritos científicos o a las obras impresas. Los instrumentos resguardados en el Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, son testigos de 150 años de historia, y dan cuenta de los inicios de la astronomía argentina, de los objetivos de la institución, de las actividades que se desarrollaron y los métodos seguidos. Estos dispositivos hicieron posible investigaciones astronómicas cuyos resultados tuvieron gran impacto, como lo fueron los grandes catálogos estelares y el descubrimiento de numerosas enanas blancas. A la vez, algunos se emplearon para servicios que fueron claves en el desarrollo de la Argentina, particularmente en las primeras determinaciones exactas de posiciones geográficas y en la emisión de la hora oficial. En esta presentación se describirán las características y usos de algunos de los primeros instrumentos con que contó el entonces Observatorio Nacional Argentino, colección que se destaca por su variedad y alta calidad, así como por la singularidad de algunos de sus elementos, tal como el fotómetro de Zöllner, los objetivos Rutherford-Fitz y el divisor de Platzeck. Se analiza también su valor museístico e importancia de su preservación.

**Abstract** / As a whole, scientific instruments constitute one of the most important elements of the material culture of science. Their study provides fundamental data on the creation and transmission of scientific knowledge. These are authentic historical sources of information, as important as papers or printed works. The instruments sheltered in the Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, are witnesses of 150 years of history and give an account of the beginnings of Argentine astronomy, the objectives of this institution, its activities carried out and methods followed. These devices made possible astronomical investigations whose results had great impact, such as the great stellar catalogs and the discovery of numerous white dwarfs. At the same time, some were used for services that were key in the development of Argentina as a country, particularly in the first precise determinations of Geographical coordinates and the time unification and broadcast to the whole country of the official time. In this presentation we will describe the characteristics and uses of the first instruments belonging to the Observatorio Nacional Argentino, a collection that stands out for its variety and high quality, as well as for the uniqueness of some of its elements, such as the Zöllner photometer, the Rutherford-Fitz objectives, and the Platzeck's optical pupil separator. Its museum value and the importance of its preservation are also analyzed.

*Keywords* / history and philosophy of astronomy

## 1. Introducción

Los instrumentos científicos constituyen uno de los elementos más importantes de la cultura material de la ciencia. Su estudio proporciona elementos fundamentales sobre la creación y la transmisión de los conocimientos científicos. Junto a la historia de la ciencia y la tecnología, así como el contexto en que se desarrollaron y utilizaron, posibilitan el enriquecimiento de la comprensión de las prácticas científicas. Se trata de auténticas fuentes históricas, de importancia semejantes a los manuscritos científicos o a las obras impresas (Mocholí et al., 2001).

En particular, los instrumentos resguardados en el Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba (MOA), dan cuenta de los inicios de la astronomía argentina. Son testimonio de los objetivos de la institu-

ción, de las actividades que se desarrollaron y los métodos seguidos en las investigaciones emprendidas. Junto a los registros de las observaciones realizadas, fotografías, bibliografía y la abundante correspondencia existente, aportan significativamente a la reconstrucción de la rica historia del Observatorio a lo largo de sus 150 años de existencia. Constituyen un patrimonio, una herencia cultural valiosa, que merece ser conocido, respetado, preservado y visibilizado.

Estos dispositivos hicieron posible investigaciones astronómicas cuyos resultados tuvieron gran impacto, como lo fueron los grandes catálogos estelares, el General Argentino (Gould, 1886) o la Córdoba Durchmusterung (Thome, 1890, 1892), el descubrimiento de numerosas estrellas variables y enanas blancas. A la vez, algunos

de estos instrumentos se emplearon para servicios que fueron claves para el desarrollo de la República Argentina, como lo fue la determinación y distribución de la hora oficial y el establecimiento de las bases de los primeros mapas precisos del territorio nacional (Minniti Morgan & Paolantonio, 2009).

Teniendo en consideración lo dicho anteriormente, desde el MOA se ha llevado adelante una investigación sobre las circunstancias y fechas de adquisición, características mecánicas y ópticas, técnicas de empleo, prestaciones y trabajos en que fueron empleados. Esta información permite determinar su valor museístico, la necesidad de su preservación y su aporte al inventariado. Este trabajo se está realizando en una primera etapa para el período 1871-1950.

Hasta el momento, entre otras tareas, se ha llevando adelante un inventariado provisorio, la caracterización y el estudio histórico de varias decenas de instrumentos y partes de instrumentos\*, el registro fotográfico provisorio, así como la restauración de la cámara Saegmüller - Brashear \*\* (Merlo & Paolantonio, 2021).

## 2. Características de la colección

En período de estudio, las mayores adquisiciones de instrumental se realizaron en los siguiente tres momentos (Paolantonio & Minniti Morgan, 2009):

- En la época fundacional (1871), oportunidad en que se compraron, por ejemplo, el Círculo Meridiano Repsold de 127 mm, el Gran Ecuatorial, el reloj Tiede y los primeros espectroscopios. Paralelamente se recibieron diversos aparatos prestados por jerarquizadas instituciones científicas, interesadas en la nueva institución, en general, con la condición de ser devueltos al finalizar su uso o adquiridos contra el pago del costo de fabricación. Un ejemplo de estos últimos fue el fotómetro de Zöllner, fabricado por encargo de la American Academy of Arts & Sciences de Boston para el Observatorio, y que quedó en Córdoba luego del correspondiente pago. Otro caso fue el primer cronógrafo de W. Bond & Son, propiedad del Coast Survey de EE.UU., devuelto en 1874 por haberse adquirido uno similar que lo reemplazó.
- Algunas pocas nuevas adquisiciones se efectuaron a lo largo del siglo XIX hasta que, a principios del siglo XX, se identifica la entrada del Astrográfico, en oportunidad del ingreso del Observatorio al proyecto de la "Carte du Ciel", y el Círculo Meridiano Repsold de 190 mm, destinado a reemplazar al entonces

\*Sobre algunos de los instrumentos estudiados puede consultarse la página del MOA ([moa.unc.edu.ar/patrimonio/instrumentos/](http://moa.unc.edu.ar/patrimonio/instrumentos/)) y el blog Historia de la Astronomía ([historiadelaastronomia.wordpress.com/](http://historiadelaastronomia.wordpress.com/))

\*\*La restauración se realizó durante la coordinación del Dr. Guillermo Goldes, y los trabajos mencionados han tenido continuidad a lo largo de las coordinaciones de la Dra. Victoria Alonso, el Dr. Carlos Bornancini, la Lic. Josefina Cordera y la gestión actual. La misma pudo hacerse con el valioso apoyo de la Biblioteca del Observatorio Astronómico de Córdoba.

envejecido círculo existente. También se adquirieron los relojes Fénon y Riefler.

- Durante la dirección de Charles D. Perrine (1909-1936), se identifican numerosas compras de diversos e importantes instrumentos, entre los que sobresale el gran reflector de 1,54 m que se instalaría en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre.

La colección resguardada por el MOA se destaca por su amplia variedad y alta calidad. En su gran mayoría, los instrumentos se encuentran en buenas condiciones y se vinculan a la astronomía, el tiempo y las medidas ópticas, identificándose otros relacionados a la meteorología y la geodesia. Los países en que fueron fabricados los instrumentos son diversos, pero principalmente, provienen de Estados Unidos, Alemania y Argentina (elaboración propia) y, en menor medida, de Francia e Inglaterra. En todos los casos se trata de aparatos elaborados por afamados artesanos, como lo fueron Alvan Clark, Paul Gautier o los hermanos Henry.

Esta colección, además de incluir instrumentos que eventualmente se pueden ubicar en otras instituciones, tales como telescopios, relojes de precisión o aparatos meteorológicos, también alberga algunos especiales, como el fotómetro de Zöllner (Paolantonio, 2012b), otros únicos como los objetivos Rutherford-Fitz y el telescopio Perrine (Paolantonio, 2010), y también raros, tal es el caso del divisor pupilar de Platzeck (Paolantonio, 2016).

Estos instrumentos fueron destinados a la investigación, sólo unos pocos se relacionan con la docencia. No obstante, corresponde aclarar que varios también se emplearon en la formación de astrónomos, particularmente después de la creación del Instituto de Matemática, Astronomía y Física. Algunos de estos instrumentos son el Astrográfico y el Refractor Ecuatorial, el cual actualmente está destinado a tareas de extensión.

## 3. Intervenciones en los instrumentos y elaboración propia

Desde los primeros años del Observatorio se identifican intervenciones en muchos de los instrumentos adquiridos, concretadas con el propósito de salvar daños ocasionales (frecuentemente ocurridos durante su transporte), corregir defectos e incluso mejorar sus prestaciones. Las tareas primeramente se llevaron adelante con la ayuda de artesanos locales, pero prontamente se construyó un taller y las mismas se comenzaron a realizar en la institución. Ejemplos de estos trabajos fueron la adaptación del contacto del reloj Tiede para que pudiera funcionar con el cronógrafo Bond, las múltiples modificaciones del sistema de relojería del Gran Ecuatorial, que adolecía de falta de constancia (en especial para la obtención de fotografías), y las mejoras en los soportes y la relojería del Astrográfico. Considerando el origen de estos aparatos, estas intervenciones ponen de manifiesto los notables conocimientos y habilidades técnicas y científicas del personal del Observatorio, a la vez que resaltan el valor histórico y museístico de las piezas existentes.

En los inicios de la gestión del Dr. Perrine, se equipó el taller con modernas herramientas y maquinaria de precisión lo que, junto a la contratación del mecáni-

co James Mulvey, posibilitó el diseño y la construcción de nuevos instrumentos. Esto se vio complementado en 1913, con la edificación de un laboratorio de óptica que potenció significativamente la posibilidad del tallado de espejos y lentes. Algunos ejemplos de lo realizado en esta época fueron las monturas, sistemas de relojería y astrocámaras utilizadas en las observaciones de los eclipses totales de Sol de 1912, 1914 y 1916, y el reflector Perrine de 76 cm, el más grande telescopio fabricado en Argentina por mucho tiempo. Además, se destaca la confección de un regulador de velocidad destinado a los sistemas de relojería, ideado por Mulvey (Paolantonio, 2011a), el que fue aplicado a varios aparatos, incluyendo el Astrográfico.

Este tipo de actividad tuvo su continuidad durante las siguientes administraciones, en particular, la del Dr. Enrique Gaviola, durante la cual se incrementó la elaboración de piezas e instrumentos ópticos, complementados con importantes estudios de óptica teórica, realizados principalmente por Ricardo Platzek y Gaviola. Además de construirse diversos telescopios, se destacan la cámara Schmidt de 20-32 cm y el diseño e inicio de una cámara similar de 90 cm de diámetro. Como casos notables, se encuentran el divisor pupilar ideado por Platzek y los espectrógrafos con óptica de reflexión, destinados al reflector de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre. En todos los casos se identifican como desarrollos de primer nivel para la ciencia y la tecnología mundial.

Durante la actividad de construcción y adaptación de instrumentos, resultó frecuente el empleo de partes de aparatos existentes que ya no se encontraban en uso por obsolescencia o por haber cumplido su propósito. Esta práctica justifica en algunos casos la falta de piezas, como en el Microfotómetro de Hartmann (Paolantonio, 2011b) o la máquina de medir placas Troughton & Simms. También permite explicar la inexistencia de algunos elementos, tal es el caso del cronógrafo Fauth, cuyo regulador de velocidad se utilizó en el celéstato fabricado en 1947 para la observación del eclipse total de Sol ocurrido ese año. No todas las intervenciones realizadas fueron registradas, por lo que aún queda pendiente un estudio detallado en este sentido.

#### 4. Intercambio de instrumentos

A lo largo de los años, se estableció entre el Observatorio Astronómico de Córdoba y otras instituciones científicas nacionales e internacionales, un notable intercambio de instrumentos.

Por ejemplo, el Círculo Meridiano Repsold de 190 mm (Paolantonio, 2012a) y el Telescopio Perrine, fueron trasladados por convenio al Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OFA). También uno de los dos telescopios utilizados para la calificación del sitio para instalar el telescopio de 2,15 m (CASLEO) fue recibido y permanece en Córdoba. También se dio un intenso intercambio con el Observatorio Astronómico de La Plata, que prestó al de Córdoba, por ejemplo, su Círculo Meridiano Repsold y el fotómetro Zeiss, mientras que recibió una máquina Repsold para la medición de las placas del asteroide Eros obtenidas en 1931. Un caso singular lo

constituye el Telescopio cenital Würdemann N°9 de la U. S. Coast Survey, EE.UU., ingresado a la institución en 1875, en la que aún permanece. Este instrumento se constituye en el más antiguo de la colección del MOA, dado que data de alrededor de 1854 (Paolantonio, 2021).

Existe todavía mucho trabajo por llevar adelante. Por ejemplo, varios de los intercambios instrumentales no se encuentran registrados, tal es el caso de las máquinas de medir utilizadas para el Catálogo Astrográfico, que se encuentran, una en el OFA y otra en la Asociación Argentina Amigos de la Astronomía. La falta de documentación hace difícil localizar estos valiosos instrumentos para su futuro estudio. Estamos seguros de que con la reciente creación de la Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos (RedMOAA), se facilitará indudablemente esta tarea y permitirá realizar un relevamiento nacional más completo.

*Agradecimientos:* A las autoridades del Observatorio Astronómico de Córdoba, a la directora de su Biblioteca, Bibl. Verónica Lencinas, a la Bibl. Sofía Lacolla y al personal que se desempeñó en esta repartición a lo largo de la investigación realizada.

#### Referencias

- Gould B.A., 1886, Result. del Obs. Nac. Argentino, 14
- Merlo D.C., Paolantonio S., 2021, Acciones del Museo del Observatorio Astronómico en la valorización histórica institucional. Presentación mural. BAAA, Vol. 63. (este volumen). Submitted
- Minniti Morgan E.R., Paolantonio S., 2009, *Córdoba Estelar. Historia del Observatorio Nacional Argentino*, Editorial de la Universidad UNC, Córdoba
- Mocholí C.S., et al., 2001, Cronos, 4, 29
- Paolantonio S., 2010, El primer gran telescopio construido en Argentina. El telescopio Perrine de 76 cm, <https://historiadelastronomia.wordpress.com/documentos/el-primer-gran-telescopio-construido-en-argentina/>
- Paolantonio S., 2011a, El regulador de velocidad Mulvey, <https://historiadelastronomia.wordpress.com/regulador-de-velocidad-mulvey/>
- Paolantonio S., 2011b, Hartmann y su microfotómetro, <https://historiadelastronomia.wordpress.com/documentos/microhartmann/>
- Paolantonio S., 2012a, Círculo meridiano viajero, <https://historiadelastronomia.wordpress.com/documentos/circuloviajero/>
- Paolantonio S., 2012b, Fotómetro Zöllner del Observatorio Nacional Argentino, <https://historiadelastronomia.wordpress.com/documentos/fotozoellner/>
- Paolantonio S., 2016, Ricardo P. Platzek, óptico experimental, <https://historiadelastronomia.wordpress.com/documentos/platzekII/>
- Paolantonio S., 2021, Telescopio cenital Würdemann. El instrumento más antiguo resguardado en el Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, <https://historiadelastronomia.wordpress.com/documentos/cenital9/>
- Paolantonio S., Minniti Morgan E.R., 2009, *Historia del Observatorio Astronómico de Córdoba*, 51-167, Astronomía Book series, N°2, Asociación Argentina de Astronomía, La Plata
- Thome J.M., 1890, AJ, 10, 105
- Thome J.M., 1892, Result. del Obs. Nac. Argentino, 16, 1





# Lunas de Saturno: una experiencia radial de comunicación de la Astronomía

M.J. Kanagusuku<sup>1,2</sup> & F. Rodríguez<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup> *Radio Bicicleta, Fundación Red de Gestoras Culturales, Argentina*

<sup>2</sup> *Radio Eterogenia, Centro Cultural España Córdoba, Argentina*

<sup>3</sup> *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

<sup>4</sup> *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Contacto / yose.kanagusuku@gmail.com

**Resumen** / En este trabajo contamos la experiencia de comunicación de la Astronomía mediante el programa de radio Lunas de Saturno. Esta propuesta radial llevada a cabo por un grupo interdisciplinario intenta democratizar los saberes científicos con una mirada amplia que abarca tanto la comunicación de investigaciones actuales como el abordaje de temáticas vinculadas a la Astronomía Cultural y a otras expresiones culturales y artísticas. Este proyecto se propone siguiendo la lógica de los modelos de comunicación pública de la ciencia a partir del diálogo, por lo tanto, los programas tienen una importante presencia de entrevistas, debates e interacción con la audiencia a partir de redes sociales. Además, la música de cada emisión está pensada en función de los temas que se van a abordar. Esta propuesta es novedosa tanto por su eje en la Astronomía como por la manera en la que se la aborda. Lunas de Saturno forma parte de un conjunto de producciones emergentes de la ciudad de Córdoba, comenzó a emitirse en 2020 y actualmente puede escucharse en Radio Bicicleta y Radio Eterogenia, dos radios virtuales vinculadas a centros culturales.

**Abstract** / In this work, we describe the experience of communicating astronomy through the radio programme Lunas de Saturno. This radio programme, carried out by an interdisciplinary group, aims to democratise scientific knowledge with a broad perspective that encompasses both the communication of current research and the approach to issues related to cultural astronomy and other cultural and artistic expressions. This project is proposed following the logic of models of public communication of science based on dialogue, therefore, the programmes have an important presence of interviews, debates and interaction with the audience through social networks. In addition, the music of each programme is designed according to the topics to be addressed. This proposal is novel both for its focus on astronomy and for how it is approached. Lunas de Saturno is part of a group of emerging productions from the city of Córdoba, it began broadcasting in 2020 and can currently be heard on Radio Bicicleta and Radio Eterogenia, two virtual radios linked to cultural centres.

*Keywords* / history and philosophy of astronomy — miscellaneous — sociology of astronomy

## 1. Introducción

En los últimos años la comunicación pública de la ciencia se encuentra en un proceso de crecimiento tanto en instituciones públicas como privadas. Según Vara (2015): “El periodismo científico en la Argentina, así como en varios países de América Latina, está en una etapa de profesionalización, con una comunidad de practicantes bastante consolidada y con una identidad definida, además de una creciente oferta de formación y capacitación y un promisorio desarrollo en el ámbito de la investigación en distintas instituciones”. Este proceso puede evidenciarse, en particular, en la comunicación de la Astronomía. En esta área ha habido un importante crecimiento producto del incremento de practicantes especializados y lugares específicos de trabajo en diferentes instituciones (por ejemplo, surgimiento de oficinas de comunicación en varios observatorios, institutos y universidades), sumados a que algunos fenómenos han captado recientemente la atención de diversos sectores de la población, de agentes educativos y de promoción de la ciencia y la tecnología (Rodríguez, 2021). Podríamos decir que este proyecto se

enmarca en este proceso ya que quienes lo impulsamos participamos de muchas actividades previas de comunicación de la ciencia y, luego, nos formamos para poder tener, además de una visión científica, una visión más amplia que conjugue a la cultura y la comunicación (algunas de estas experiencias anteriores se mencionan en Rodríguez, 2019).

Nuestro interés es mostrar al conocimiento (y al conocimiento astronómico en particular) como parte de la cultura. Sin embargo, tal como lo plantea Hilgartner (1990): “*La visión de la divulgación de la ciencia que domina en nuestra cultura se basa en una noción idealizada de un conocimiento científico puro y genuino con el que se compara la ciencia que se divulga. Esto supone un modelo en dos etapas: en primer lugar, los científicos desarrollan un conocimiento científico genuino; en segundo lugar, los divulgadores transmiten al público una versión simplificada.*” De esta manera, según Vara (2007), “*coloca a los científicos en una posición privilegiada en relación con los periodistas, los técnicos, los historiadores y sociólogos de la ciencia, y por encima del público. Así, los científicos están en condiciones de*

*controlar lo que se dice de ellos en la esfera pública”.*

A partir de la compleja problemática que atraviesa a toda la producción ligada a la comunicación pública de la ciencia, nos propusimos los siguientes interrogantes: ¿Cómo comunicar astronomía en un programa de radio de manera de mostrarla como un proceso y una construcción permanente más que como algo acabado/alcanzado? ¿Cómo vincular la astronomía como parte de una cultura científica con otras expresiones culturales?

Desde la teoría, nos apoyamos principalmente en la perspectiva etnográfica - contextual o de diálogo, surgida en la década de 1990 (Shapin, 1992; Wynne et al., 1995; Miller, 1998; Irwin & Michael, 2003, entre otros). Esta aproximación se centra en comprender cómo interactúan las personas con el conocimiento experto en situaciones concretas y propone que es necesario un abordaje metodológico que permita dar cuenta de la construcción y validación del conocimiento en un contexto en particular y del modo en que los sujetos construyen el sentido por referencia a cuestiones específicas en escenarios concretos (Cortassa, 2010). Según Wynne (1991), en un entorno social y cultural específico, el de la experticia no es el único saber en juego ni el más valioso de por sí: las personas cuentan con su propia dotación de conocimientos, necesidades, valores y criterios no científicos - pero no por eso menos valiosos- que les permiten asumir un papel activo en su relación con la ciencia y no de mera aprobación de sus afirmaciones. Agrega Cortassa (2010) que en este marco el público es concebido no sólo como un agente de por sí competente sino que también capaz de reflexionar sobre lo que conoce, sobre sus fuentes y su justificación. Y es en función de esa “epistemología popular” que puede explicarse por qué en determinados contextos se prefiere ciertas fuentes de conocimiento a otras o mediante qué criterios se juzga la autoridad de los especialistas y decide confiar en ellos o deslegitimarlos. Parafraseando a Einsiedel (2005), “*habrá tantos públicos de la ciencia como circunstancias en las cuales se produzca algún tipo de encuentro de cierto grupo en particular con ella*”.

Shapin (1992) afirma que hay que discutir qué tipo de ciencia es la que el público debería conocer y comprender porque va a interactuar con una entidad real y no con la “fábula de los libros escolares” presentada en la educación formal y la divulgación y medida por los indicadores. Es importante tener en cuenta que, desde esta perspectiva, la desigualdad entre personas expertas y no expertas frente al conocimiento se relaciona con la naturaleza de su obtención y justificación. Es decir, con las diferentes formas de acceso a los contenidos de la ciencia. Para afrontar esto, según Broncano (2006): “*Se trata de encontrar una forma de discusión que en su propio desarrollo entrecruce el conocimiento experto con la discusión abierta de los valores compartidos por todos, de un lado, en tanto que ciudadanos, de otro, en tanto que una comunidad epistémica que es capaz de asumir colectivamente sus proyectos y compromisos*”.

## 2. ¿Qué es Lunas de Saturno?

Lunas de Saturno es un programa de radio semanal en el que se abordan temáticas astronómicas y relacionadas con el cielo. Esta propuesta forma parte de un conjunto de producciones emergentes de la ciudad de Córdoba, que comenzó a emitirse en 2020 y actualmente puede escucharse en Radio Bicicleta y Radio Eterogenia, dos radios virtuales vinculadas a centros culturales. Además, explotando las herramientas digitales, los programas emitidos quedan disponibles en diversas plataformas (IVOOX, Spotify, entre otras).

Esta propuesta radial es llevada a cabo por un grupo interdisciplinario que intenta democratizar los saberes científicos con una mirada amplia que abarca tanto la comunicación de investigaciones actuales como el abordaje de temáticas vinculadas a la Astronomía Cultural y a otras expresiones culturales y artísticas.



Figura 1: Logo de Lunas de Saturno.

## 3. ¿Qué nos motiva?

Quienes producimos Lunas de Saturno venimos de una formación académico-científica, y nos formamos para tener, además de una visión científica, una mirada que conjuga ciencia, cultura y comunicación. Nuestra principal motivación es generar espacios de diálogo y debate entre diferentes saberes (más allá del conocimiento científico). Para facilitar el intercambio y generar un acercamiento al público, desde el comienzo trabajamos conjuntamente con otras personas cuyas trayectorias están vinculadas al arte y la comunicación. De esta forma, intentamos vincular la astronomía (como parte de una cultura científica) con otras expresiones culturales.

#### 4. ¿Cómo lo hacemos?

Cada uno de los programas tiene una duración de una hora y buscamos que sean dinámicos y entretenidos. Cada uno es diagramado en cuatro bloques, divididos por música que seleccionamos de acuerdo con la impronta y la temática de ese día.

Como los temas que se abordan son muy diversos hacemos uso de diferentes estrategias. En algunos casos el tema se instala a través de un debate entre quienes conducimos el programa, mientras que otras veces se realizan entrevistas a personas expertas o vinculadas con el contenido a tratar. Así cómo también nos ponemos en contacto con agrupaciones y organizaciones que llevan adelante proyectos relacionados con la comunicación de la astronomía, fomentando también su visibilización. Intentamos elegir a quienes participan de estos diálogos o entrevistas con una perspectiva de género e inclusión. En los más de 50 programas emitidos, hemos entrevistado profesionales de diferentes países, e intentamos no reproducir los modelos hegemónicos priorizando la participación de personas jóvenes, con discapacidad, diversidad de género, etc.

El formato propuesto cuenta con dos columnas. En una de ellas, denominada ‘Al cielo con los pies en la tierra’, se presentan contenidos de Astronomía Cultural. La otra se llama ‘AstroPaís’ y en ella se comentan noticias astronómicas con un anclaje local.



Figura 2: Imagen del estudio donde se graba el programa.

#### 5. ¿Quiénes somos?

- Producción: Yose Kanagusuku, Facu Rodriguez, Laura Perassi.
- Conducción y Co-conducción; Yose Kanagusuku, Facu Rodriguez, Yamo Caporizzo.
- Edición y Técnica: Santiago Izquierdo.
- Columnista: Armando Mudrik.
- Otras participaciones: Marysol Fabbro, Ronda Velazquez



Figura 3: Una de las fotos de las grabaciones subida a las redes sociales del programa.

#### 6. ¿Dónde escucharnos?

- Miércoles - 18 hs - [www.radiobicicleta.com.ar](http://www.radiobicicleta.com.ar)
- Jueves - 9 hs - [www.eterogenia.com.ar](http://www.eterogenia.com.ar)
- Programas grabados: IVOOX - Spotify

#### 7. Instagrams

- Lunas de Saturno: @lunasdesaturno2021
- Radio Bici: @radio.bicicleta
- Radio Eterogenia: @radioeterogenia

#### Referencias

- Broncano F., 2006, *Entre ingenieros y ciudadanos: Filosofía de la técnica para días de democracia*, Editorial Montesinos
- Cortassa C.G., 2010, CTS: Revista iberoamericana de ciencia, tecnología y sociedad, 5, 3
- Einsiedel E.F., 2005, *Between Understanding and Trust*, 156-162, Routledge
- Hilgartner S., 1990, *Social studies of science*, 20, 519
- Irwin A., Michael M., 2003, *EBOOK: Science, Social Theory & Public Knowledge*, McGraw-Hill Education (UK)
- Miller J.D., 1998, *Public understanding of science*, 7, 203
- Rodriguez F., 2019, *Pensar una columna de radio a partir de las controversias*, Master's thesis, Universidad Nacional de Córdoba, FaMAF
- Rodriguez F., 2021, *Journal of Science Communication, América Latina*, 4, A03
- Shapin S., 1992, *Public Understanding of Science*, 1, 27
- Vara A.M., 2007, *Química Viva*, 6, 4
- Vara A.M., 2015, Espinosa, S.(comp.). *Ciencia, arte y tecnología. Enfoques plurales para abordajes multidisciplinares*, 167-184
- Wynne B., 1991, *Science, Technology, & Human Values*, 16, 111
- Wynne B., et al., 1995, *Handbook of science and technology studies*, 1, 361



# Acciones del Museo del Observatorio Astronómico en la valorización histórica institucional

D.C. Merlo<sup>1,2</sup> & S. Paolantonio<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / dmerlo@unc.edu.ar

**Resumen** / El presidente Domingo Faustino Sarmiento inauguró el 24 de octubre de 1871, en la ciudad de Córdoba, las instalaciones del Observatorio Nacional Argentino, primera institución de investigación astronómica del país. Su primer director fue el destacado astrónomo norteamericano Dr. Benjamín Gould. El Observatorio, junto con la Academia Nacional de Ciencias, dieron inicio a la institucionalización definitiva de la ciencia en nuestro país. En 1954, fue incorporado a la Universidad Nacional de Córdoba, con el nombre de Observatorio Astronómico Córdoba. Durante su siglo y medio de trayectoria, el Observatorio ha realizado importantes contribuciones a la astronomía nacional e internacional, implementando nuevas técnicas y participando en forma destacada de numerosas campañas observacionales que acrecentaron su prestigio. La concepción museística actual presenta enfoques multidimensionales que los diferencian de las anteriores propuestas enciclopedistas, estáticas e ilustrativas. Por lo tanto, a la hora de poner en valor las acciones y los actores que forjaron la rica historia del Observatorio Astronómico de Córdoba, deben destacarse no solo las instantáneas históricas de su pasado, sino también la dinámica que cada momento relevante tuvo lugar, incluyendo contextos, devenires y acciones individuales y colectivas. En este trabajo, presentamos las diversas actividades desarrolladas por el Museo del Observatorio Astronómico con el objetivo de preparar y celebrar este sesquicentenario, destinadas a toda la comunidad que lo vio crecer y desarrollarse.

**Abstract** / On October 24, 1871, President Domingo Faustino Sarmiento inaugurated in the city of Córdoba, the facilities of the Observatorio Nacional Argentino, the first astronomical research institution in Argentina. Its first director was the prominent American astronomer Dr. Benjamin Gould. The Observatory, together with the Academia Nacional de Ciencias, began the definitive institutionalization of science in this country. In 1954, it was incorporated into the Universidad Nacional de Córdoba, with the name Observatorio Astronómico Córdoba. During its century and a half of history, the Observatory has made important contributions to national and international astronomy, implementing new techniques and participating prominently in numerous observational campaigns that increased its prestige. The current museum conception presents multidimensional approaches that differentiate them from the previous encyclopedic, static and illustrative proposals. Therefore, when it comes to highlighting the actions and actors that forged the rich history of the Observatorio Astronómico de Córdoba, not only the historical snapshots of its past should be highlighted, but also the dynamics that each relevant moment took place, including contexts, events and individual and collective actions. In this presentation we present the different activities carried out by the Museum of this Observatory in order to prepare and celebrate its 150th anniversary, aimed at the entire community that saw it grow and develop.

*Keywords* / history and philosophy of astronomy

## 1. Introducción

Desde el año 2003, el Observatorio Astronómico Córdoba (OAC) alberga al Museo Astronómico “Pte. D.F. Sarmiento - Dr. Benjamín A. Gould”, también llamado “Museo del Observatorio Astronómico” (MOA). Entre sus objetivos principales se cuentan: custodiar y conservar su patrimonio histórico; ofrecer a la población el acceso a los bienes patrimoniales, fomentando la valoración y el cuidado de los mismos y promoviendo los valores culturales asociados; desarrollar, participar y fomentar investigaciones acerca de temas museológicos y muy especialmente acerca de las colecciones custodiadas (Alonso, 2012).

En el MOA se exhiben colecciones de instrumentos correspondientes a su primera etapa de historia

(1871-1936), placas fotográficas pertenecientes al proyecto “*Carte du Ciel*”, entre otros, como así también documentos y libros, algunos de los cuales datan de 1603 algunos de los cuales fueron traídos por el primer director del Observatorio Nacional Argentino (ONA), Dr. B. Gould, y otros adquiridos en su gestión y en las de sus sucesores.

## 2. Actividades desarrolladas por el MOA

Desde su fundación, el MOA ha venido desarrollando variadas actividades, las cuales se vieron intensificadas recientemente por la celebración de los 150 años de su fundación como Observatorio Nacional Argentino (ONA). A continuación se resume brevemente cada una de ellas:

- Muestra “Eclipses”: las campañas realizadas para la

comprobación de la Teoría de la Relatividad fueron parte importante de los proyectos del ONA, para lo cual se llevó adelante una muestra fotográfica que las rememorara. La misma inicia con la campaña del año 1893, continuando luego con las realizadas bajo la dirección del Dr. Charles D. Perrine: Cristina (Brasil 1912), Feodosia (Crimea 1914) y Tucacas (Venezuela 1916). Finaliza con la de un eclipse parcial (Córdoba 1940) y el eclipse total de 1947 (Villa de Soto y Corrientes 1941), bajo la dirección del Dr. Enrique Gaviola.

- Muestra “*Carte du Ciel*”: muestra realizada en paralelo con el Observatorio Astronómico de La Plata, compuesta de imágenes y textos relacionados al emprendimiento “*Carte du Ciel*” (Paolantonio & García, 2019) llevado adelante por ambos Observatorios (placas, documentos, fotos, instrumentos, etc.). Cuenta con referencias e imágenes de lo realizado en Chile, Brasil y México, destacando también la importancia que tuvo la fotografía para la astronomía, incluyendo al trabajo pionero que constituyó las “Fotografías Cordobesas” (Gould, 1897), como antecedente inmediato para el posterior Catálogo Astrográfico (Perrine et al., 1925).
- “Legua de las Ciencias”: participación en el itinerario de visitas por catorce museos y espacios (universitarios y provinciales) dedicados a las ciencias, ubicadas en el área central de la ciudad de Córdoba, que reflejan su patrimonio científico desde perspectivas disciplinarias y temáticas variadas. En las mismas se integran y articulan colecciones que visibilizan los inicios del conocimiento científico, su trayectoria y aportes, pasado y presente, al desarrollo de la ciencia en nuestro país. Se prevé su inauguración para mediados del año 2022.
- Libro “Córdoba Estelar” 2021: uno de los autores (SP) ha realizado, junto a Edgardo Minniti Morgan, la revisión y edición actualizada y ampliada del libro “Córdoba Estelar. Desde los sueños a la Astrofísica, Historia del Observatorio Nacional Argentino”, en homenaje a los 150 años de la Institución. El mismo está auspiciado por el OAC y el MOA y ha sido publicado por la Editorial de la Universidad Nacional de Córdoba (UNC).
- Primeras Jornadas de Epistemología e Historia de la Astronomía: para poner en discusión y valoración lo que significó la fundación del ONA, se decidió la organización de jornadas bienales que permitan realizar cruces interdisciplinarios entre la Filosofía y la Historia, con algunas áreas de investigación de la comunidad astronómica local, con el objetivo de posibilitar el enriquecimiento e interacción entre ellas. Las primeras tuvieron lugar los días 1, 2 y 3 de noviembre de 2021. Más información se la puede encontrar en Bozzoli et al. (2021) y en su sitio web, donde también se puede acceder a todos los videos de las ponencias realizadas, las cuales serán publicadas en el año 2022.
- “Homenaje a los Pioneros”: proyecto elaborado junto con el Museo en Ciencias de la Salud (UNC) y la Municipalidad de Córdoba, en el cual se propone resguardar las tumbas donde yacen ex directores y per-

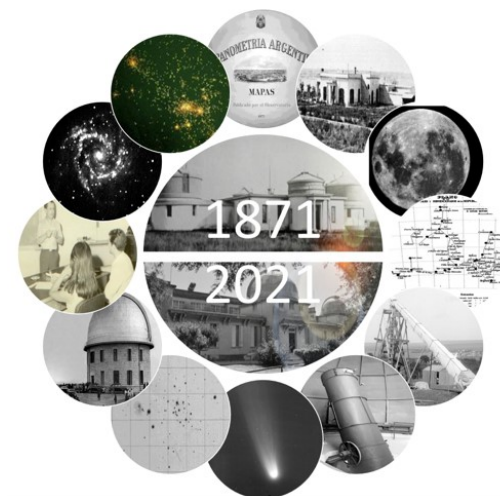


Figura 1: 150 años de historia institucional reflejada en hitos.

sonal del ONA en el Cementerio “Del Salvador” de la ciudad, actualmente en estado de abandono, valorizándolas como patrimonio histórico, señalizándolas con una breve referencia histórica-científica y acondicionarlas. Además, se realizará una publicación sobre el trabajo realizado \*.

- Seminarios y Conferencias: se dictaron seminarios a estudiantes de la Licenciatura en Astronomía (FaMAF-UNC) y conferencias para todo público, en los cuales se destacaron tanto la investigación histórica en esta ciencia, el trabajo actual, como así también los diferentes hitos históricos que han distinguido al ONA/OAC (ver Fig. 1). Además, dos años atrás y como parte del acto conmemorativo de su 148º aniversario, uno de los autores (SP) dictó la tradicional conferencia “Sarmiento – Gould”.
- Instituto de Física Teórica “Pampa de Achala”: se ha colaborado con el Gobierno de la Provincia de Córdoba en un proyecto de revalorización del Hotel Cóndor (Pampa de Achala). En su primera etapa, se contribuyó a su fundamentación proveyendo información histórica-científica acerca de las reuniones que se realizaban anualmente allí, sus participantes (Dres. Enrique Gaviola, Guido Beck, etc.), sus perfiles científicos, discusiones e importantes aportes a la ciencia. La segunda etapa se consolidó con la sanción de la Ley N° 10800, con aportes para la actividades turística, cultural, científica y técnica \*\*.
- Virtualidad: la crisis sanitaria COVID-19 movilizó tanto a mudar algunas muestras permanentes a formato virtual, como así también ofrecer recorridos

\*Para mayor información puede consultarse en link1

\*\*Para mayor información puede consultarse en link2

virtuales del Museo En este sentido, se convirtió a video (en formato YouTube) las muestras “Eclipses” y “Cart du Ciel” \*\*\*. para la edición virtual de la Noche de los Museos 2020. También se incorporó un “Tour Virtual 360<sup>o</sup>” por el hall principal y las principales salas temáticas del Museo, como así también se rediseñó y actualizó su sitio web\*\*\*\*.

- Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos: en el mes de agosto de 2021 quedó conformada la Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos (RedMOAA), iniciativa impulsada por el Museo “Reinaldo Augusto Carestia” (OFA-UNSJ), el Museo de Astronomía y Geofísica (OALP-UNLP) y el MOA. Sus objetivos principales son el trabajo en conjunto para la promoción de las actividades museísticas, la investigación, la formación de personal especializado y la colaboración para la concreción de actividades (resguardo del patrimonio, investigación, divulgación, etc.).
- Vida y obra de Robert Winter: Robert Winter fue un técnico especializado en fotografía astronómica, cuya amplia experiencia, habilidad y predisposición le permitió ser Segundo Astrónomo del ONA, siendo un ejemplo destacado de aquellos técnicos, medidores, calculistas que, sin figurar en primera plana, hicieron posible la concreción de las célebres obras que llevaron a la fama al ONA. Por ello, junto con el Dr. Néstor Camino (Complejo Plaza del Cielo-CONICET- FHCS, UNPSJB) se ha finalizado la publicación del libro digital “*La historia de vida de don Robert Winter. Raíces astronómicas de una tradicional familia de Esquel*” (Camino et al., 2021), el cual tuvo como objetivo rescatar la vida, su dedicación al trabajo y las obras realizadas por Robert Winter, fotógrafo que se desempeñó en el ONA entre 1903 y 1934.
- Actividades futuras: para los próximos meses se tiene planificada la exposición “*Miradas al cielo: atlas, catálogos y fotografías del Observatorio Astronómico de Córdoba*”, a llevar adelante en conjunto con la Biblioteca “Dr. Roberto Sisteró” (OAC), el Museo Histórico (UNC) y la Academia Nacional de Ciencias. También el dictado del curso de capacitación docente “*Sesquicentenario del Observatorio Astronómico Córdoba*”, con el Ministerio de Educación de la Provincia de Córdoba y la Secretaría Académica (UNC), el cual no pudo desarrollarse en 2021 por las restricciones sanitarias.

### 3. Conclusiones

Todas las actividades desarrolladas tuvieron un lineamiento en común: poner en valor histórico los ciento cincuenta años de historia del Observatorio, destacando algunos hitos que forman parte de la misma. Como Museo, se tiene la obligación y el compromiso de recuperar el pasado y presentarlo en el contexto en que se produ-

\*\*\*Disponibles en link3 y link4

\*\*\*\*<https://moa.unc.edu.ar/>

jo, como una forma de interpretar mejor estos hechos, y comunicarlo científicamente a la sociedad que la vio forjarse y desarrollarse.

Asimismo, se debe recordar que con la fundación del ONA se inicia la investigación astronómica en el país, acompañando el surgimiento de otros centros de investigación afines, por lo que resulta importante analizar las interacciones surgidas entre los mismos. En este sentido, toma relevancia la creación de la RedMOAA, la cual permitirá ampliar aún más el conocimiento de la historia de la astronomía nacional, su reconstrucción a partir de la puesta en valor mutua de sus bienes museables y la investigación conjunta a partir de la documentación existente en cada uno de los Museos integrantes.

Todas las propuestas aquí mencionadas (como otras organizadas) han tenido una importante participación del público, cada vez más asiduo a este tipo de oferta, no solo astronómica sino principalmente de “culturalidad científica”. Merece destacarse la convocatoria que recibe todos los años en las ya tradicionales “Noches de los Museos”, que en el año 2020 fue virtual y fue –según estadísticas aportada por la Prosecretaría de Informática de la UNC– el segundo museo universitario más accesado luego del Museo Histórico de la UNC, el cual alberga la Manzana Jesuítica (patrimonio de la Humanidad). Asimismo, con la reapertura gradual de los Museos en el año 2021, el tradicional cierre de este evento (que se realiza en el OAC), desbordó ampliamente las expectativas, totalizándose más de 4000 personas en el predio y otros miles que no pudieron entrar. Esto no hace más que reafirmar el compromiso del MOA a seguir trabajando en la prosecución de sus objetivos que le dieron origen.

*Agradecimientos:* A las autoridades del OAC de la UNC por permitir concretar todas las acciones previstas; a la directora de la Biblioteca del OAC, Bibl. Verónica Lencinas, como también a la Lic. Sofía Lacolla y al personal que se desempeñó en la misma, quienes aportaron toda la información y elementos requeridos en cada una de las actividades desarrolladas. Los autores también agradecen al/a la referee anónimo/a, cuyas sugerencias mejoraron la presentación de este trabajo.

### Referencias

- Alonso M.V., 2012, “*Museo Astronómico*”, en *Memorias Materiales, Museos de la Universidad Nacional de Córdoba*, 32–36, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.
- Bozzoli M., et al., 2021, “Jornadas de Epistemología e Historia de la Astronomía”. Presentación mural. BAAA, Vol. 63 (enviado).
- Camino N., Paolantonio S., Merlo D., 2021, *La historia de vida de don Robert Winter*. ISBN 978-987-88-1996-9. 1<sup>a</sup> edición Esquel, septiembre 2021. E-book, link5
- Gould B.A., 1897, *Resultados del Observatorio Nacional Argentino*, 19, 1
- Paolantonio S., García B., 2019, C. Sterken, J. Hearnshaw, D. Valls-Gabaud (Eds.), *Under One Sky: The IAU Centenary Symposium*, vol. 349, 494–501
- Perrine C.D., et al., 1925, *Resultados del Observatorio Nacional Argentino*, 26, 1



# Jornadas de Epistemología e Historia de la Astronomía

M. Bozzoli<sup>1,2,6</sup>, V. Lencinas<sup>1,3</sup>, S. Paolantonio<sup>4</sup>, D.C. Merlo<sup>4,5</sup> & O. Silvestro<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Filosofía y Humanidades, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Centro de Investigaciones “María Saleme de Burnichon”, FFyH-UNC, Argentina

<sup>3</sup> Biblioteca “Dr. Roberto F. Sisteró”, Observatorio Astronómico, UNC, Argentina

<sup>4</sup> Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>5</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>6</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / maxibozzoli@unc.edu.ar

**Resumen** / En el marco de los festejos por el sesquicentenario de la fundación del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba, se pretendió destacar y valorar este hito histórico-científico de nuestro país. Para ello, se organizaron unas jornadas que permitieron cruces entre diferentes ámbitos de las humanidades, como la filosofía y la historia, con ciertos sectores interesados de la comunidad astronómica local y regional. El objetivo planteado consistió en alcanzar una meta interdisciplinaria que posibilite el enriquecimiento y una nutrida interacción entre ambas comunidades. En esta presentación, se brindaron algunos antecedentes y se mencionaron tanto la motivación de la realización de este evento, como así también las posibilidades de trabajos y líneas de investigación que pudieran abrirse. De esta manera, desde un enfoque histórico-epistemológico, se considera viable el aporte y la contribución de este tipo de reuniones al desarrollo del conocimiento de las disciplinas involucradas.

**Abstract** / As part of the celebrations for the 150th anniversary of the founding of the Astronomical Observatory of the National University of Córdoba, the aim was to highlight and value this historical-scientific milestone in our country. To this aim, conferences were organized that allowed crossings between different areas of human sciences, such as philosophy and history, with certain interested sectors of the local and regional astronomical community. The proposed objective was to achieve an interdisciplinary goal that enables enrichment and a rich interaction between both communities. In this presentation, some background information was provided and the motivation for holding this event was mentioned, as well as the possibilities of work and lines of research that could be opened. In this way, from a historical-epistemological approach, the contribution and extent of this type of meeting to the development of knowledge of the disciplines involved is considered viable.

*Keywords* / history and philosophy of astronomy

## 1. Introducción

Con motivo de la celebración del 150<sup>o</sup> Aniversario de la fundación del Observatorio Nacional Argentino, hoy Observatorio Astronómico de Córdoba, tuvieron lugar las primeras Jornadas de Epistemología e Historia de la Astronomía (JEHA-I) los días 1, 2 y 3 de noviembre de 2021. Este evento fue pensado, acordado y organizado por el Centro de Investigaciones “María Saleme de Burnichon” de la Facultad de Filosofía y Humanidades (CIFFyH), por la Biblioteca “Dr. Roberto F. Sisteró” (BOAC) y el Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba (MOA), todos pertenecientes a la Universidad Nacional de Córdoba (UNC). Asimismo, se contó con los avales y respaldos institucionales de la Facultad de Filosofía y Humanidades (FFyH, UNC) \* y del Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC, UNC) \*\*. Además de un Comité Organizador Local, las Jornadas contaron con el apoyo de un Comité Académico/Científico, el cual estuvo conformado por docentes e investigadores universitarios nacionales y referentes internacionales en

las disciplinas afines a las temáticas del evento.

## 2. Antecedentes, motivación y destinatarios

En las últimas décadas hubo un incremento notable en la organización de pequeñas reuniones, jornadas y workshops que se desprenden de encuentros, simposios y congresos de filosofía e historia de la ciencia en general (AFHIC, 2021), (JEHC, 2021), (FILO-UBA, 2021), (Epistemology LHC, 2019), (Facultad de Ciencias Exactas - UNRC, 2019).

Esta fragmentación ha permitido un abordaje a tópicos de interés particulares y puntos de vista más específicos, arrojando resultados fructíferos y propiciando nuevos proyectos de investigación y formación de recursos humanos entre los diferentes sectores involucrados. Por ello, se consideró de suma importancia concretar otro punto de encuentro para nuevas experiencias de este tipo, por lo que resultó crucial llevar a cabo este evento. Estas Jornadas estuvieron orientadas a estudiantes de grado y posgrado, investigadores y docentes de astronomía, filosofía e historia y carreras afines a enfoques interdisciplinarios.

\*Resol. HCD N°696/2020 “Ad Referéndum” y Resol. HCD N°160/2021

\*\*Resol.Int. N°28/2021

### 3. Objetivos

Los objetivos generales de este evento fueron tanto el establecimiento de puentes interdisciplinarios como la creación de los enlaces que vincularan la comunidad astronómica local con aquella asociada a los diferentes ámbitos de las humanidades, particularmente la perteneciente al entorno de la reflexión epistemológica e histórica de la astronomía, y de esta manera posibilitar el enriquecimiento entre ambas comunidades, aprovechando e iniciando este espacio dentro del contexto del 150º aniversario del Observatorio Astronómico de la UNC. Con ello, y en las próximas ediciones, se desea contribuir al desarrollo del conocimiento de esta ciencia desde una perspectiva histórica y filosófica, aludiendo a una variedad de enfoques y de tratamientos que comprenden, a su vez, diferentes períodos y temas de la historia de la astronomía, tanto universal como argentina. Por otra parte, a fin de cumplir con estos objetivos, las actividades previstas permitieron una nutrida interacción entre profesionales de estas disciplinas (astrónomos, historiadores y filósofos), fomentando el intercambio de ideas y promoviendo futuras investigaciones entre las diferentes áreas.

Específicamente, estos encuentros aunaron esfuerzos colectivos de diferentes grupos de investigación en el país que se dedican tanto a la investigación epistemológica como histórica de la astronomía; ambos aspectos han venido teniendo un incipiente crecimiento en estos últimos años. Por ello, consideramos que las mismas han abierto una puerta más de diálogo propicio y han establecido nuevos trabajos colaborativos en este marco interdisciplinar.

### 4. Estructura de las JEHA-I y expectativas

El evento previó la realización de seis mesas temáticas (Fig. 1), en las que los participantes dispusieron de 40 minutos, de los cuales se asignaron 30 minutos para la exposición del trabajo y 10 minutos finales para preguntas y/o comentarios de los asistentes. Cada mesa temática tuvo un coordinador encargado de moderar los tiempos tanto del expositor como del espacio de preguntas. Las Jornadas fueron virtuales, a través de la plataforma Zoom OAC y retransmitidas por el canal de YouTube de la misma institución. A fin de mejorar la accesibilidad para los participantes (asistentes y expositores), el Área de TIC del Observatorio desarrolló una página web\*\*\* que contiene toda la información disponible sobre esta edición, como inscripciones, código de conducta, libro de resúmenes y el programa del evento. Asimismo, dicho portal web es permanente y contiene los vínculos al canal de YouTube de las JEHA, donde pueden visualizarse todas las ponencias a las que se les suman los seis seminarios previos a las Jornadas, realizados como actividad preparatoria entre los meses de abril y setiembre de 2021.

En total se presentaron 29 ponencias, que estuvieron a cargo del Prof. Víctor Rodríguez, la Dra. Marina Rieznik y los Dres. Antonio Passos Videira, José Funes,

\*\*\*<https://jeha.oac.unc.edu.ar>



Figura 1: Infografía de las mesas temáticas de las primeras Jornadas de Epistemología e Historia de la Astronomía.

Christian Carman, Néstor Camino y Alejandro Cassini, entre otros destacados investigadores, pertenecientes a importantes instituciones del país y del extranjero. Se encontraban representadas la UNC y las Universidades Católica de Córdoba, Nacional de Buenos Aires, de la Patagonia "San Juan Bosco", del Litoral, de La Plata, de San Juan, de Quilmes, Luján, Lomas de Zamora y Tres de Febrero, así como la Universidad Pedagógica Nacional. Del exterior, participaron profesionales de la Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Universidade Federal do ABC y Universidade Federal do Rio Grande do Norte, de Brasil, y de la Universidad de Lima, Perú. También estaban presentes miembros y autoridades de los observatorios de San Juan, La Plata y Córdoba.

Las exposiciones, en extenso, serán publicadas en 2022 en un libro que sintetizará lo realizado en estas primeras Jornadas. De esta manera, un Comité Editorial confeccionará un volumen temático en formato de libro (digital e impreso), el cual será una compilación de artículos (como capítulos del mismo) correspondientes sólo a aquellos trabajos que fueron expuestos en las JEHA-I. La selección seguirá un criterio de evaluación anónima o revisión por pares (doble ciego) a cargo de evaluadores designados por dicho Comité.

### 5. Conclusiones

Desde los Comités Académico y Organizador, se considera que se alcanzaron los objetivos propuestos para esta edición de las Jornadas, por lo que se tiene previsto una frecuencia de realización bienal. Año de por medio, entre Jornadas, con los artículos presentados en cada edición, se confeccionará y editará un volumen temático en formato de libro (con revisión por pares) como publicación impresa y electrónica. Asimismo, se tiene pensa-



do concretar proyectos de investigación que vinculen las problemáticas filosóficas e históricas, desarrolladas en el marco de la reunión, asociadas a las áreas del museo y al material histórico de la Biblioteca del OAC. En esta dirección, cabe mencionar que durante las Jornadas se anunció la creación de la Red de Museos Astronómicos Argentinos (RedMOAA) que vincula los museos de Astronomía y Geofísica de la Universidad Nacional de La Plata, el Museo “Reinaldo A. Carestia” del Observatorio Astronómico Félix Aguilar, Universidad Nacional de San Juan, y el Museo del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba. En esta instancia, se detallaron las razones y la importancia de la formación de la Red y sus objetivos generales. Por otra parte, se propuso la concreción de un proyecto de investigación interdisciplinario que llevará a cabo la elaboración de un “museo epistemológico”. Por medio de este último, se intentará abordar la influencia de distintas personalidades, nacionales e internacionales de la astronomía que contribuyeron al desarrollo del conocimiento y a la formación de tradiciones locales y regionales dentro de la misma comunidad.

Luego de finalizar con el proceso de edición y publicación del primer volumen de las Jornadas, se iniciará la organización de las Segundas Jornadas de Epistemología e Historia de la Astronomía (JEHA-II), prevista para el

año 2023, esta vez con modalidad semipresencial.

*Agradecimientos:* Los autores agradecen el auspicio de este evento por parte de FONCyT-ANPCyT, a través del subsidio RC SPN 2020-00023 (Resol 019/21), como así también a las autoridades del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba y del Centro de Investigaciones “María Saleme de Burnichon”, de la Facultad de Filosofía y Humanidades de la UNC, por todo el apoyo brindado para la concreción de las JEHA-I. Asimismo, se agradece a la persona designada para el reporte arbitral del manuscrito, cuyas sugerencias mejoraron la presentación del mismo.

## Referencias

- AFHIC, 2021, Asociación de Filosofía e Historia de la Ciencia del Cono Sur. <http://www.afhic.com/es/>
- Epistemology LHC, 2019, Philosophy of Dark Matter Workshop. <https://www.lhc-epistemologie.uni-wuppertal.de/events/phil-dm.html>
- Facultad de Ciencias Exactas - UNRC, 2019, VI Workshop de Epistemología e Historia de la Astronomía. <https://www.exa.unrc.edu.ar/vi-workshop-de-epistemologia-e-historia-de-la-astronomia/>
- FILLO-UBA, 2021, II Jornadas de Fundamentos, Filosofía e Historia de la Física. <https://www.filoexactas.exactas.uba.ar/jornadasf2021/>
- JEHC, 2021, Jornadas de Epistemología e Historia de la Ciencia. <http://blogs.ffyh.unc.edu.ar/ejorn/>



# Nuevas estrategias de enseñanza: unidades didácticas basadas en temas de la Astronomía Cultural

F.A. Karaseur<sup>1,2</sup>, J.I. Bastero<sup>1,2</sup>, S.J. Garófalo<sup>2</sup> & A. Gangui<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

<sup>2</sup> Centro de Formación e Investigación en Enseñanza de las Ciencias, FCEN-UBA, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / fkaraseur@hotmail.com

**Resumen** / Una de las principales dificultades que presentan los estudiantes en el aprendizaje de tópicos de astronomía es que no logran relacionar la información teórica con lo que experimentan en el mundo que los rodea. La construcción por parte de los estudiantes de un marco conceptual acorde al modelo científico astronómico demanda cambios de enfoque en la enseñanza actual. En este marco, la Astronomía Cultural (AC) es una disciplina de la cual podemos valernos para repensar nuevas estrategias didácticas. En este trabajo se presentan dos propuestas contextualizadas desde la AC. En la primera, se aborda la enseñanza de conceptos de espacio y tiempo mediante ejemplos tradicionales de orientación por las estrellas y del empleo del calendario, utilizando el caso de la navegación oceánica histórica sin instrumentos avanzados ya destacado en estudios etnoastronómicos. En la segunda, estos conceptos son trabajados a partir de un estudio de caso, esta vez arqueoastronómico: el calendario de horizonte monumental del sitio arqueológico Chanquillo, para luego continuar con la identificación local de marcadores de horizonte que permitan a los estudiantes la construcción de sus propios calendarios. Se pretende así ilustrar modos de introducir elementos de la AC en unidades didácticas que tengan como uno de sus principales objetivos que los estudiantes logren establecer correspondencias entre construcciones propias del micro al megaspacio que los rodea.

**Abstract** / One of the main difficulties that students have in learning astronomy topics is that they fail to relate theoretical information with what they experience in the world around them. The construction by students of a conceptual framework in accordance with the astronomical scientific model demands changes in the current teaching approach. Within this framework, Cultural Astronomy (CA) is a discipline that we can use to rethink new didactic strategies. This paper presents two contextualized proposals from CA. In the first one, the teaching of space and time concepts is approached through traditional examples of orientation by the stars and the use of the calendar, using the case of historical ocean navigation without advanced instruments already highlighted in ethnoastronomical studies. In the second, these concepts are worked on from a case study, this time archaeoastronomical: the monumental horizon calendar of the Chanquillo archaeological site, and then continue with the local identification of horizon markers that allow students to build their own calendars. The aim is to illustrate ways of introducing CA elements in didactic units that have as one of their main objectives that the students manage to establish correspondences between constructions of the micro to the mega-space that surrounds them.

*Keywords* / education — history and philosophy of astronomy — methods: observational

## 1. Introducción

Los diseños curriculares de los niveles primario, secundario y superior de la Ciudad Autónoma de Buenos Aires prescriben la enseñanza de conceptos de espacio y tiempo vinculado con los movimientos del Sol, otras estrellas y demás astros. Aun así, estudios de investigación en la enseñanza y aprendizaje de la astronomía muestran las dificultades que tienen los estudiantes para relacionar la información teórica con lo que experimentan en el mundo que los rodea. Las mismas pueden atribuirse a una planificación de la enseñanza sustentada en una metodología tradicional, que prescinde de la consideración de los conocimientos previos de los estudiantes para la construcción de los modelos de ciencia escolar correspondientes (Porlan, 1999). Desde esta última perspectiva, buscamos establecer correspondencias entre la observación directa del cielo, la construcción del pensamiento

espacial y, simultáneamente, el desarrollo de capacidades como la descripción, la definición y la justificación (Gonzalez Rodriguez et al., 2015), (Plummer, 2014).

Nuestras propuestas parten de poner en conflicto las concepciones que prevalecen en los estudiantes. Entre ellas, no reconocer las variaciones en las trayectorias que describen los astros, ni el hecho de que las mismas son propias del punto de vista espacio-temporal del observador. En el caso particular del Sol, esto se traduce en concepciones de acimuts de salida y puesta fijos y culminaciones superiores que alcanzan el cenit, independientemente de la posición del observador sobre la Tierra y el día del año (Gangui & Iglesias, 2015).

La planificación de la enseñanza que se presenta en este trabajo promueve, en línea con trabajos anteriores (Karaseur & Gangui, 2021), que los estudiantes establezcan para estos fenómenos correspondencias entre posibles representaciones y su aprehensión a gran esca-

la, es decir, construyan modelos de estos fenómenos del micro al megaspacio que los rodea (Lanciano, 2014). Dentro de los propósitos actuales de la enseñanza de las ciencias naturales se encuentra el de enfatizar el conocimiento científico como una construcción social-histórica, que permite comprender y operar sobre el entorno. En este marco resulta propicia la enseñanza de las ciencias naturales en contexto, dado que esto favorece el interés por aprender, así como también la adquisición de competencias científicas en torno al pensamiento crítico (Caamaño, 2011), (De Jong, 2015). Es en este sentido que la incorporación de la Astronomía Cultural a las planificaciones de enseñanza cobra especial relevancia al considerar que es un área que busca entender las distintas formas en las que los objetos y fenómenos del cielo se registran, influyen, impactan y guían las creencias, los sistemas de conocimiento y las tradiciones culturales (Lopez & Hamacher, 2017). Dicha área de conocimiento permite poner de manifiesto que las ciencias están sometidas a ciertos condicionantes y determinadas por la sociedad en la que se desarrollan y, además, ayuda a valorar y a entender la importancia de las relaciones de la astronomía con la sociedad y la tecnología (Palomar & Solbes, 2015), (Jafelice, 2015).

El presente trabajo pretende ilustrar los aportes que la astronomía cultural podría ofrecer a la enseñanza de la astronomía, en este caso incorporando dos recursos como puertas de entrada aunque sin profundizar explícitamente en aspectos culturales e históricos como sería deseable (Rodrigues & Leite, 2020). Por un lado, el uso de narrativas oceánicas que destacan algunos de los vínculos entre la astronomía y la navegación no instrumental, principalmente la orientación por las estrellas (Pimenta, 2015). Por otro lado, las evidencias históricas de las Torres de Chanquillo como marcadores de los puntos de salida y puesta del Sol a lo largo del año desde un punto de vista en particular, es decir, como calendario de horizonte (Gangui, 2015).

Aunque estas propuestas de enseñanza fueron pensadas para ser implementadas principalmente en Ciencias Naturales de secundaria, las dos pueden ser adaptadas también para ser llevadas al aula en institutos de formación docente. Para ambas propuestas los alumnos requieren como contenidos previos conocer los puntos cardinales y el movimiento diario del Sol visto por un observador local, al igual que conocimientos mínimos sobre el sistema de coordenadas horizontal, las constelaciones más usuales y los momentos característicos del ciclo solar, como los equinoccios.

## 2. Propuesta de enseñanza: narrativas oceánicas y el movimiento de las estrellas

### 2.1. Primer momento didáctico

El objetivo de esta instancia es que los estudiantes expliciten sus ideas previas a partir del planteo de situaciones problematizadoras que requieran utilizar a las estrellas como referencia para la ubicación geográfica y temporal. Para ello, se presenta como puerta de entrada un texto adaptado de "Vigilia del Almirante", de Augusto Roa Bastos:

"El círculo luminoso del mediodía transforma el Sol en oro cenital. Su nadir, la miseria y la muerte (...) El Sol está en Libra. Hubiera preferido que estuviera en Gémino. Estamos atravesando los últimos fuegos del equinoccio (...) A los navegantes nos están reservados los fríos... al otro lado del mundo. ¿No es la mejor prueba de que la Tierra... es redonda? (...) En este punto del hemisferio, la Polar no deja ver ya su luz astral. Otras constelaciones la han reemplazado."

Luego de su lectura, pueden formularse preguntas como: "¿Será posible determinar el lugar y el momento del año donde sucede esta historia?".

### 2.2. Segundo momento didáctico

Este momento tiene como finalidad que los estudiantes expliciten y avancen en la comprensión del movimiento del Sol a lo largo del año y en distintas latitudes. Se espera que sean capaces de determinar la fecha y el lugar aproximados donde transcurre la historia. Para ello, se propondrá a los estudiantes que expliciten sus ideas representando el movimiento del Sol que ven a lo largo de un día y cómo se lo imaginan seis meses más tarde. Luego contrastarán con observaciones sistemáticas directas, con Mapa Estelar y con Stellarium. Finalmente, el docente podría invitarlos a proponer posibles momentos del año en el que transcurre el relato, recurriendo a materiales concretos como linterna, esferas de telgopor, palitos de brochette y fósforos, además de tablas de efemérides y Solar System Scope. Con la misma dinámica se propone que infieran posibles lugares. Para ello se podría utilizar algún análogo concreto como el globo terráqueo paralelo. De esta forma el docente estimularía el análisis de la relación entre la forma de la Tierra y las estaciones, modelizando situaciones de navegación sobre una Tierra plana o bien sin inclinación de su eje con respecto de la eclíptica.

### 2.3. Tercer momento didáctico

Su objetivo es promover la reflexión metacognitiva y la transferencia de conocimiento a otras situaciones similares. Para ello, se formularán preguntas como: "¿Qué logré aprender a partir del relato? ¿Qué dificultades tuve?". Como evaluación formativa se propone que los estudiantes reelaboren el relato situándose imaginariamente no en alta mar sino en su propia ciudad, por ejemplo, durante el mes de marzo, cuando el Sol se halla en la constelación diametralmente opuesta a la de Libra (que señala el texto de Roa Bastos), apoyándose en registros de observaciones propias como esquemas o fotos (Fig. 1).

## 3. Propuesta de enseñanza: las torres de Chanquillo y calendarios de horizonte

### 3.1. Primer momento didáctico

Este primer momento está destinado a conocer qué ideas tienen los estudiantes acerca del arco solar diurno y su relación con las estaciones y la latitud con el fin de utilizarlas como punto de partida. Para ello, se propone



Figura 1: La “Cruz del Sur”, constelación característica del hemisferio sur (fotografía de los autores).

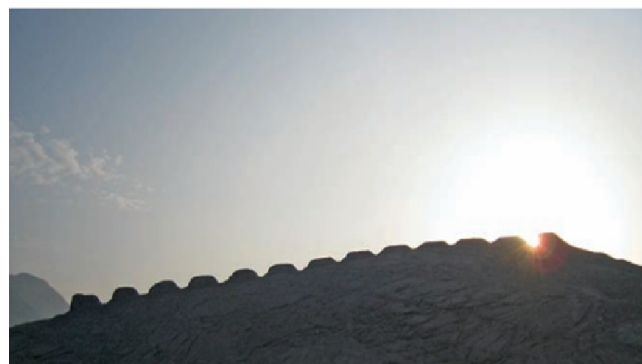


Figura 2: Las trece torres de Chanquillo, ubicadas cerca de la costa de Perú, fueron utilizadas en la época preincaica como calendario de horizonte (fotografía de los autores).

utilizar como puerta de entrada la imagen de la Fig. 2. acompañada de preguntas como: “¿Será posible determinar en qué momento del año se realizó esta fotografía? ¿Cambiará algo si el observador se orienta de otro modo respecto de las torres?”.

### 3.2. Segundo momento didáctico

Este momento tiene como finalidad que los estudiantes reconozcan los cambios en los acimuts de salida y puesta del Sol a lo largo del año en las torres de Chanquillo y trabajar en el salto cognitivo necesario que les permita luego transferir el conocimiento logrado a su localidad geográfica. Para ello, el docente propondrá una actividad en grupos en la que a partir de fotografías deberán identificar momentos del día y vincularlos con el punto de observación. Luego se pedirá que anticipen el momento en el que el Sol pasará sobre otra torre diferente de aquella que se muestra en la Fig. 2. Contrastarán sus hipótesis con Stellarium y publicaciones de arqueoastronomía. Discutirán diferencias y similitudes acerca de lo que verían si estas torres estuvieran localizadas en su propia ciudad.

### 3.3. Tercer momento didáctico

Se busca promover la reflexión metacognitiva y la transferencia de conocimiento a nuevas situaciones. Para ello, se formularán preguntas como: “¿Qué logré aprender de las torres? ¿Cómo influyó el trabajo en grupos para la resolución de las actividades?” Como evaluación formativa los estudiantes tomarán fotografías de las posiciones del Sol en horarios cercanos a la salida o la puesta desde un punto fijo de observación y orientación, para realizar inferencias sobre las fotos de sus compañeros.

## 4. Conclusión

En este trabajo se presentan dos propuestas de enseñanza progresiva de temas astronómicos contextualizándo-

los con elementos de la astronomía cultural. Este enfoque histórico-epistemológico, que aún resta profundizar, acerca a los estudiantes a conocer no sólo cómo la humanidad fue construyendo los modelos científicos actuales, sino también cómo dicho conocimiento es siempre un conocimiento situado, ligado a quienes somos (Lopez & Hamacher, 2017). En futuros trabajos esperamos presentar los resultados de la implementación de estas propuestas de enseñanza en contextos reales con el objetivo de evaluar los aprendizajes logrados.

## Referencias

- Caamaño A., 2011, *Alambique*, 69, 21  
 De Jong O., 2015, *Educació Química EduQ*, 20, 25  
 Gangui A., 2015, *Ciencia Hoy*, 25, 55  
 Gangui A., Iglesias M.C., 2015, *Didáctica de la astronomía: actualización disciplinar en ciencias naturales. Propuestas para el aula*, Paidós, Ciudad Autónoma de Buenos Aires  
 Gonzalez Rodriguez C., Garcia Barros S., Martinez C., 2015, *Enseñanza de las Ciencias*, 33, 71  
 Jafelice L., 2015, *Revista Latino-Americana de Educação em Astronomia*, 19, 57  
 Karaseur F.A., Gangui A., 2021, *Proceedings of IAU Symposium S367*, 15, 444  
 Lanciano N., 2014, *Ensino de Astronomia na escola: concepções, ideias e práticas*, 169–195, Átomo, Uberlândia  
 Lopez A.M., Hamacher D., 2017, *Revista Ciencia Y Tecnología*, 19, 11  
 Palomar R., Solbes J., 2015, *Enseñanza de las Ciencias*, 33, 91  
 Pimenta F., 2015, *Handbook of Archaeoastronomy and Ethnoastronomy*, 43–65, Springer-Verlag, New York  
 Plummer J., 2014, *Studies in Science Education*, 50, 1  
 Porlan R., 1999, *Enseñar Ciencias Naturales. Reflexiones y propuestas didácticas*, 23–64, Paidós, Ciudad Autónoma de Buenos Aires  
 Rodrigues M., Leite C., 2020, *Ensaio*, 22, 1



# La inserción de la Astronomía Cultural en la educación formal: fundamentos y propósitos

J.I. Bastero<sup>1,2</sup>, F.A. Karaseur<sup>1,2</sup>, S.J. Garófalo<sup>2</sup> & A. Gangui<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

<sup>2</sup> Centro de Formación e Investigación en Enseñanza de las Ciencias, FCEN-UBA, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / [juanibastero@hotmail.com](mailto:juanibastero@hotmail.com)

**Resumen** / Son vastos los trabajos de investigación educativa que destacan las serias dificultades que presentan los estudiantes en el aprendizaje de temas astronómicos, así como también en la prevalencia de una enseñanza tradicional distanciada de lo observacional y vivencial, acentuando así las dificultades detectadas. Sostenemos que una enseñanza progresiva con enfoque topocéntrico y contextualizado favorecería la motivación del alumnado, la construcción de una mirada más real de la ciencia actual y un rol más activo en el proceso de aprendizaje. La Astronomía Cultural (AC) es una disciplina académica que busca entender las múltiples formas en las que las sociedades se relacionan con los objetos y fenómenos celestes. Por tal motivo, consideramos que sería un recurso potente para la enseñanza, puesto que brinda herramientas para la contextualización y permite trabajar con experiencias del cielo ligadas a la “astronomía a ojo desnudo”, que requiere de poco o ningún instrumental. Cabe destacar que la AC involucra aspectos de arqueoastronomía, etnoastronomía e historia de la astronomía ofreciendo así múltiples aristas a tener en cuenta. El presente trabajo busca fundamentar la incorporación de estudios en AC para la enseñanza de la astronomía en la educación secundaria y terciaria.

**Abstract** / There are vast educational research works that highlight the serious difficulties that students present in learning astronomical subjects, as well as the prevalence of a traditional education distanced from the observational and experiential, thus accentuating the difficulties detected. We argue that progressive teaching with a topocentric and contextualized approach would favor the motivation of the students, the construction of a more real view of current science and a more active role in the learning process. Cultural Astronomy (CA) is an academic discipline that seeks to understand the multiple ways in which societies relate to celestial objects and phenomena. For this reason, we consider that it would be a powerful resource for teaching, since it provides tools for contextualization and allows working with sky experiences linked to “naked eye astronomy”, which requires little or no instruments. It should be noted that CA involves aspects of archaeoastronomy, ethnoastronomy and the history of astronomy, thus offering multiple dimensions to take into account. The present work seeks to base the incorporation of CA studies for astronomy teaching in secondary and tertiary education.

**Keywords** / education — history and philosophy of astronomy — methods: observational

## 1. Introducción

Diversos trabajos de investigación en didáctica de las ciencias señalan varias dificultades al momento de aprender temas astronómicos en la escuela y en la formación de docentes (Camino, 1995; Gangui et al., 2010; De Biasi et al., 2015; Varela-Lozada et al., 2015). A su vez, estos trabajos también señalan cómo, frecuentemente, tanto alumnos como docentes presentan concepciones alternativas de los fenómenos astronómicos cotidianos como lo pueden ser las estaciones del año, el paso cenital del Sol o las fases lunares, entre otros. En astronomía los alumnos suelen contar con mucha información sobre las estrellas y sus movimientos (Lopes de Almeida Pacca & Scarinci, 2006), pero no logran conectar dicha teoría con lo que experimentan en su vida cotidiana con el fin de crear un modelo mental coherente para explicar los fenómenos diarios. Parte de estas dificultades se hallan estrechamente relacionadas a la forma en la que se imparten los conocimientos en las aulas. En la enseñanza de estos temas generalmente persiste la transmisión de

contenido desde un observador externo y sin relacionarlo con el mundo vivencial, lo que conduce a construir conocimientos fragmentados (Faria & Voelzke, 2008). Este enfoque de enseñanza, que dista de la experiencia cotidiana del alumnado, contribuye a acentuar varias de las concepciones alternativas. En contraparte, una mirada topocéntrica de estos fenómenos permitiría al docente contextualizar los conocimientos generando así modelos de ciencia escolar (Aduriz Bravo & Izquierdo Aymerich, 2009; Gangui & Iglesias, 2015).

## 2. La Astronomía Cultural

La Astronomía Cultural, término acuñado por Iwaniszewski y Ruggles en la década del 1990, intenta establecer las concepciones sobre el cielo que han ido forjando las personas de diversas culturas, las preguntas que se hicieron, las respuestas que han dado y cómo han evolucionado con el tiempo las mismas. En ella, se busca entender las distintas formas en las que los objetos

y fenómenos del cielo se registran, influyen, impactan y guían las creencias, los sistemas de conocimiento y las tradiciones culturales. La Astronomía Cultural es un área interdisciplinaria, desde la base de las ciencias naturales y las sociales, que presenta diversas aplicaciones en áreas como la educación, las artes, la política, etc. Dentro del gran espacio que conforma, tres de las subdisciplinas principales son (Lopez & Hamacher, 2017):

- La arqueoastronomía, que, mediante el uso de las técnicas de la arqueología y de la astronomía, reconstruye las formas con que, en el pasado, distintos grupos humanos vieron el cielo.
- La etnoastronomía, que mediante una aproximación etnográfica, intenta entender las concepciones sobre lo celeste que tienen los diversos grupos étnicos y culturales.
- La historia de la astronomía, que se dedica al estudio de la astronomía del pasado mediante el uso de las técnicas históricas y el soporte de los documentos escritos.

### 3. La Astronomía Cultural como recurso didáctico

Distintas investigaciones en enseñanza de las Ciencias Naturales respaldan que en las clases se enfatizan las relaciones entre contenidos científicos, aspectos socioculturales, de naturaleza de la ciencia y de la vida cotidiana de los estudiantes con el fin de lograr aprendizajes significativos y competenciales (Caamaño, 2018; Habig et al., 2018). Estos aspectos convergen cuando se aborda la enseñanza mediante un enfoque que permita la modelización y contextualización al generar un entorno motivador que mejora los procesos de comprensión (Pérgola & Galagovsky, 2020). En esta línea teórica, la ciencia puede ser pensada como una actividad humana y el conocimiento construido, como una familia de modelos científicos que dan cuenta de distintos fenómenos del mundo (Meinardi et al., 2002). La importancia de incorporar a la enseñanza la Astronomía Cultural radica en que abre un espacio a la reflexión acerca de las formas en que ese conocimiento se construye socio-culturalmente. Este marco permite retomar las ingeniosas preguntas que se hacían y aún se hacen distintas culturas como puertas de entrada estratégicas para la enseñanza. Este enfoque histórico-epistemológico acerca a los estudiantes a conocer no sólo cómo la humanidad fue construyendo los modelos científicos actuales, sino también cómo dicho conocimiento es siempre un conocimiento “situado”, ligado a quienes somos (Lopez & Hamacher, 2017). Teniendo en mente el potencial didáctico que tiene la incorporación de la Astronomía Cultural para la educación formal se diseñaron dos propuestas de enseñanza. Si bien ambas fueron pensadas para ser implementadas en Ciencias Naturales de secundaria, las dos pueden ser adaptadas también para ser llevadas al aula en institu-

tos de formación docente.

En una de ellas, se aborda la enseñanza de conceptos de espacio y tiempo utilizando el caso de la navegación oceánica histórica sin instrumentos avanzados, apelando a estudios etnoastronómicos. En la otra propuesta, mediante una aproximación arqueoastronómica, con el ejemplo del calendario de horizonte monumental del sitio arqueológico Chanquillo, se aborda la identificación local de marcadores de horizonte que permitiría a los estudiantes la construcción de sus propios calendarios. Ambas se describen con mayor profundidad en una segunda parte que da continuidad a este trabajo (Karaseur et al., trabajo aceptado en BAAA 63, 2021).

### 4. Reflexiones finales

En el presente trabajo se describe el potencial de la Astronomía Cultural como recurso didáctico con el propósito de orientar al docente hacia la posibilidad de abordar el cambio de enfoque necesario que permita promover la modelización, la asociación entre los contenidos disciplinares y los aspectos socioculturales, y cuestiones de la vida cotidiana de los estudiantes. Así mismo, esta forma de intervención en el aula estimula, desde la enseñanza, el abordaje hacia nuevos procedimientos observacionales y formas vivenciales de concebir la exploración de los cielos (Lopez & Gimenez Benitez, 2010).

### Referencias

- Aduriz Bravo A., Izquierdo Aymerich M., 2009, Revista electrónica de Enseñanza de las Ciencias, 4, 40
- Caamaño A., 2018, Educación química, 29, 21
- Camino N., 1995, Enseñanza de las ciencias, 13, 81
- De Biasi M.S., et al., 2015, IV Jornadas de Enseñanza e Investigación Educativa en el campo de las Ciencias Exactas y Naturales
- Faria R.Z., Voelzke M.R., 2008, Revista Brasileira de Ensino de Física, 30, 1
- Gangui A., Iglesias M.C., 2015, *Didáctica de la astronomía: actualización disciplinar en ciencias naturales. Propuestas para el aula*, Editorial Paidós, Ciudad Autónoma de Buenos Aires
- Gangui A., Iglesias M.C., Quinteros C.P., 2010, Revista electrónica de Enseñanza de las Ciencias, 9, 467
- Habig S., et al., 2018, International Journal of Science Education, 40, 1154
- Lopes de Almeida Pacca J., Scarinci A.L., 2006, Revista Brasileira de Ensino de Física, 28, 89
- Lopez A.M., Gimenez Benitez S., 2010, Ciencia Hoy, 20, 19
- Lopez A.M., Hamacher D., 2017, Revista Ciencia Y Tecnología, 19, 11
- Meinardi E., et al., 2002, Revista de Enseñanza de la Física, 15, 13
- Pérgola M.S., Galagovsky L., 2020, Enseñanza de las Ciencias, 38, 45
- Varela-Lozada M., et al., 2015, *Ciência & Educação*, 21, 799

# Búsqueda de los sitios de observación del tránsito de Venus de 1882 en Territorio argentino. IV. Santa Cruz.

G.E. Milesi<sup>1</sup> & R.A. Vázquez<sup>2</sup>

<sup>1</sup> CCT-La Plata, CONICET, La Plata, Argentina

<sup>2</sup> Fac. de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Instituto de Astrofísica de La Plata, IALP (UNLP-CONICET), La Plata, Argentina

Contacto / gerardo@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Siguiendo la recomendación de la Comisión 41-IAU (Reino Unido, 2000), sobre marcación y preservación de los sitios de observación históricos de los Tránsitos de Venus, presentamos aquí los resultados de la investigación destinada a determinar los sitios de observación del tránsito del 6 de diciembre de 1882 en la actual provincia de Santa Cruz. Dos misiones extranjeras, una francesa y la otra de Estados Unidos de América (EE.UU.), establecieron sus campamentos astronómicos en el estuario del río Santa Cruz, separados por una distancia de unos 17.1 km. La misión francesa, enteramente financiada por la Academia de Ciencias de París (Francia), fue comandada por el Cap. de Fragata G. Fleuriais. Por su parte, la misión estadounidense financiada por su propia Comisión del Tránsito de Venus, estuvo comandada por el Tte. Samuel Very. Ambas contaron con el apoyo logístico adicional del Gobierno de la República Argentina y su Marina de Guerra. Analizando reportes de las misiones y cartografía patagónica del siglo XIX, pudimos identificar los sitios de emplazamiento de los campamentos en las cercanías de ciudad de Puerto Santa Cruz y de la localidad de Puerto Quilla. Presentamos además, documentación fotográfica.

**Abstract** / Following the recommendation of Commission 41-IAU (United Kingdom, 2000), on marking and preservation of the historical observation sites of the Transits of Venus, we present here the results of the investigation destined to determine the sites of observation of the transit of the 6 of December of 1882 in the present province of Santa Cruz. Two foreign missions, one French and the other from United States (USA), established their astronomical camps in the estuary of the Santa Cruz River, separated by a distance of about 17.1 km. The French mission, entirely financed by the Academy of Sciences of Paris (France), was commanded by Frigate Cap. G. Fleuriais. For its part, the mission from USA financed by its own Transit of Venus Commission, was commanded by Lt. Samuel Very. Both had additional logistical support from the Government of the Argentine Republic and its Navy. Analyzing reports from the missions and Patagonian cartography from the 19th century, we were able to identify the camp sites in the vicinity of the city of Puerto Santa Cruz and the town of Puerto Quilla. We also present photographic documentation.

*Keywords* / history and philosophy of astronomy

## 1. Introducción

Como hemos dado a conocer en anteriores publicaciones (Vázquez & Milesi (2012); Milesi & Vázquez (2013), Milesi & Vázquez (2020)) estamos abocados a la tarea de localizar, hacer conocer a las autoridades locales y nacionales y, si fuera posible, demarcar, aquellos lugares donde se erigieron estaciones astronómicas temporarias, EATs, destinadas a la observación del Tránsito de Venus del 6 de Diciembre de 1882 en nuestro territorio. Siguiendo instrucciones de la IAU que hemos informado en las referencias dadas más arriba, dichos sitios deben ser preservados para la posteridad. En esta oportunidad nos concentramos sobre las dos misiones más australes en el actual territorio de nuestro país que tuvieron lugar sobre la desembocadura del Río Santa Cruz, en la Provincia de Santa Cruz: Una es la misión enviada por Francia, al comando del Capitán G. Fleuriais mientras que la otra, estadounidense, lo hizo al mando del Teniente Very, ambas están señaladas con marcadores amarillos en la Figura 1.

## 2. Los sitios de las misiones

### 2.1. Misión francesa

La misión francesa partió de Bordeaux (Francia) al mando del Cap. de Fragata G. Fleuriais junto a los Ttes de Navío J. Le Pord y R. De Royer de Saint-Julien, y el naturalista E. Lebrun, y llegó a Montevideo el 20/07/1882. En esta ciudad embarcaron en el aviso Le Volage y el 14/09/1882 la misión se instaló en el Cañadón Misióneros, cerca de la actual ciudad de Puerto Santa Cruz (Fig. 2), donde permaneció hasta el 14/12/1882 en que fue desmontada (Fleuriais, 1883). Las coordenadas geográficas del sitio dadas por Bouquet de la Grye (1905), después de transformarlas al sistema GPS (WGS84) (Milesi & Vázquez, 2013) que tiene al Meridiano Internacional de Referencia (MIR) como origen, resultan:

$$\Phi_{EAT} = 49^{\circ} 59' 21''.5 \text{ Sur.}$$

$$\Lambda_{EAT-MIR} = 68^{\circ} 33' 06''.66 \text{ Oeste (MIR)}$$



Figura 1: Imagen Google Earth de la desembocadura del Río Santa Cruz en el Océano Atlántico. Las EATs de EE.UU., en la zona de Punta Quilla, y de Francia, en el Cañadón Misioneros, de acuerdo con las coordenadas provistas por las mismas misiones, están indicadas con señaladores amarillos. La distancia entre ambas está también indicada (17.1 km).



Figura 2: Idem Fig. 1. con la posición más probable de la EAT de Francia dentro del anillo blanco de 60 metros de radio aproximadamente cuyas coordenadas centrales son  $\Phi_{EAT} = 49^{\circ} 59' 18''.39$  Sur y  $\Lambda_{EAT} = 68^{\circ} 33' 16''.77$  Oeste (MIR). Nótese la diferencia entre la posición más probable dentro del círculo y la obtenida transformando las coordenadas dadas para la EAT (señalador amarillo arriba a la derecha).

## 2.2. Misión estadounidense

La misión estadounidense a cargo del Tte. de navío S. W. Very, O. B. Wheeler (astrónomo), W. Bell e I. Stanley (ambos fotógrafos) partió de Washington llegando a Montevideo el 19/09/1882 y arribó el 02/11/1882 al estuario del Río Santa Cruz a bordo de la corbeta Brooklyn. La EAT fue instalada en el interior de un cañadón abierto al río cerca del actual puerto de Punta Quilla (Fig. 3). La Fig. 4 muestra una imagen panorámica de la misma\*. Allí permaneció desde el día 2/11/1882 hasta el día 16/12/1882 en que fue desmantelada (Beehler, 1885). Durante el tiempo de permanencia de la EAT en Santa Cruz, se determinaron las coordenadas geográficas del sitio (Ristenpart, 1910), que una vez transformadas al sistema GPS (WSG84) (Milesi & Vázquez, 2013), quedan:

\*Colección de fotos históricas del Observatorio Naval de EE.UU. (<https://old.transitofvenus.org/usno2.htm>)

$$\Phi_{EAT} = 50^{\circ} 06' 59'' \text{ Sur.}$$

$$\Lambda_{EAT-MIR} = 68^{\circ} 24' 50''.31 \text{ Oeste (MIR)}$$



Figura 3: Idem Fig. 1 con la posición más probable para la EAT de EE.UU.. El centro del anillo blanco tiene coordenadas  $\Phi_{EAT} = 50^{\circ} 07' 7''.87$  Sur y  $\Lambda_{EAT} = 68^{\circ} 25' 13''.44$  Oeste (MIR). Como el caso anterior hay diferencia entre la posición dada (señalador amarillo, arriba al centro) y la más probable sobre el terreno.

## 2.3. ¿Un efecto sistemático?

A diferencia de los sitios ya estudiados (Bragado, Bahía Blanca y Carmen de Patagones), el caso de Santa Cruz muestra coordenadas transformadas que difieren 1.5 s en longitud y  $2'' - 8''$  en latitud con los sitios de ubicación más probables según las crónicas y fotos existentes. Estas diferencias podrían estar relacionadas con las complejas características geográficas del terreno y con el clima (vientos muy fuertes) así como con el aislamiento de la zona. En particular la determinación de la longitud se realizó por transporte de relojes vía marítima desde Montevideo.

El mismo diario del buque Brooklyn menciona que el campamento no tenía comunicación telegráfica con el





Figura 4: Vista panorámica de la EAT de EE.UU., también llamada Campamento Brooklyn (Ver texto).

resto del mundo así que las coordenadas del sitio debieron ser obtenidas con el máximo de cuidado posible considerando las condiciones climáticas imperantes en la región. Entendemos que existe la posibilidad de que se haya deslizado un error sistemático asociado a la falta de telégrafo en ambas estaciones y al transporte de la hora por medio de relojes a bordo de algún navío. Sin embargo esta es una hipótesis que necesita confirmación.

### 3. Conclusiones

Dos misiones fueron enviadas a la desembocadura del Río Santa Cruz para registrar el pasaje del Tránsito de Venus de 1882. Una de ellas, francesa; la otra estadounidense (conocida como Campamento Brooklyn en honor al buque que transportó dicha misión hasta su destino).

Los reportes de ambas misiones y el material fotográfico disponible, permiten indicar con gran aproximación los lugares sobre el territorio donde ambas estaciones temporarias fueron erigidas. Debe considerarse que las transformaciones de las coordenadas de ambas EATs las ubican o sobre la playa misma del río en el caso de la francesa o ligeramente corrida tierra adentro en el caso de la estadounidense. Sin embargo las altu-

ras de marea son muy grandes en este río de modo que ambas misiones debían estar en posiciones más altas y alejadas del río. De hecho esto es lo que indican los reportes cuando comentan que las EATs fueron situadas “en el interior” de los cañadones existentes. Se encontró un desplazamiento superior al habitual en las longitudes, del orden de, al menos, medio segundo de tiempo cuyo origen no hemos podido dilucidar hasta el momento.

### Referencias

- Beehler W.H., 1885, *The Cruise of the Brooklyn: A Journal of the Principal Events of a Three Years' Cruise in the U. S. Flag-ship Brooklyn, in the South Atlantic Station.*, Lippincott, Philadelphia
- Bouquet de la Grye A., 1905, *Mem. Acad. Sci. Inst. France*, 48, 434
- Fleuriais G., 1883, *C. R. Hebd. Acad. Sci. Inst. France*, 97, 392
- Milesi G.E., Vázquez R.A., 2013, *BAAA*, 56, 467
- Milesi G.E., Vázquez R.A., 2020, *BAAA*, 61B, 239
- Ristenpart F.W., 1910, *Calendario astronómico para la parte austral de la América del Sur. Año 1911*, Coni Hnos., Buenos Aires
- Vázquez R.A., Milesi G.E., 2012, *BAAA*, 55, 513



## Índice alfabético de autores

### A

Abadi, M.G. ....	187, 190, 202, 208
Aballay, J.L. ....	299
Abaroa, L. ....	265
Agüero, M.P. ....	232
Ahumada, A.V. ....	112, 115, 127
Aidelman, Y. ....	98
Alacoria, J. ....	86
Alberici Adam, A. ....	98
Allekotte, I. ....	296
Almeida-Fernandes, F. ....	244, 253
Alonso, S. ....	168, 238
Althaus, L.G. ....	80
Alvis Rojas, H. ....	293
Antico, P.L. ....	299
Areal, M.B. ....	140
Arias, M.L. ....	65, 101
Arnaldi, L.H. ....	296
Asa'd, R. ....	112

### B

Balmaceda, L.A. ....	8, 24
Baravalle, L.D. ....	196
Bartolomeo Koninckx, L. ....	68
Bassino, L.P. ....	178, 214
Bastero, J.I. ....	328, 331
Batista, J.T.S.C. ....	253
Baume, G. ....	109, 158
Bell, K.J. ....	80
Benaglia, P. ....	250
Benavides, J.A. ....	208
Benvenuto, O.G. ....	68, 89, 95
Berezin, H. ....	15
Bian, F. ....	175
Bignone, L. ....	256
Blázquez, J. ....	299
Bom, C.R. ....	259
Bozzoli, M. ....	325
Brambila, D. ....	253
Brunetto, R. ....	30
Buccino, A.P. ....	92

### C

Calcaferro, L.M. ....	80
Calderón, J.P. ....	244

Calvo, D. ....	86
Camino, N. ....	313
Camperi, J.A. ....	232
Campos, S.M. ....	296
Campo Bagatin, A. ....	27
Cardoso, N.M. ....	259
Caro, F. ....	259
Casanueva, C. ....	256
Caso, J.P. ....	178, 214, 235, 247
Cellone, S.A. ....	299
Cerdosino, M.C. ....	223
Chies-Santos, A.L. ....	259
Christen, A. ....	98
Cichowolski, S. ....	143
Cidale, L.S. ....	65, 98, 101
Cid Fernandes, R. ....	253
Civitarese, O. ....	211, 217
Colaboración PuMA ....	262
Colaboración SWGO ....	296
Coldwell, G.V. ....	238
Combi, J.A. ....	152, 262
Combi, L. ....	262
Cora, S.A. ....	184, 187
Correa, A.E. ....	33
Correa, C.M. ....	193
Córsico, A.H. ....	48, 80
Cortesi, A. ....	253, 259
Corti, M.A. ....	313
Cremades, H. ....	24
Cristiani, V.A. ....	190
Cruzado, A. ....	165
Curin, D. ....	271

### D

Dantas, M.L.L. ....	205
Dasso, S. ....	1, 18, 296
del Palacio, S. ....	262
De Biasi, M.S. ....	313
De Bortoli, B.J. ....	178
de la Jara, F. ....	293
de Lima, E.V.R. ....	244
De Rossi, M.E. ....	205, 220, 229, 241
De Vito, M.A. ....	68, 89, 95
Dhiwar, S. ....	253
Días, B. ....	104, 109

Díaz, R.F. ....	45, 92
Díaz, R.J. ....	232
Dimauro, P. ....	253
Di Lorenzo, L. ....	24
Dominguez Tenreiro, R. ....	256
Dorsch, B.D. ....	18
dos Santos Jr, J.F.C. ....	109
Dottori, H. ....	232
Duplancic, M.F. ....	238

## E

Echeveste, M. ....	89, 95
Ennis, A.I. ....	175, 178, 214
Eppens, L.K. ....	152
Escala, A. ....	118
Escudero, C.G. ....	247, 250
Esquivel, A. ....	39

## F

Faifer, F.R. ....	205, 250, 299
Farfán Carreras, F. ....	296
Feinstein, C. ....	109, 158
Feller, A. ....	305
Fernández, L.I. ....	290
Fernández López, M. ....	130
Ferrari, F. ....	259
Ferrero, G.A. ....	71, 83
Flores, M. ....	86
Fogantini, F. ....	262
Fushimi, K.J. ....	211, 217

## G

Galante, C.A. ....	280
Gamen, R. ....	71
Gancio, G.A. ....	262, 280
Gandorfer, A. ....	305
Gangui, A. ....	328, 331
Garófalo, S.J. ....	328, 331
García, F. ....	262
García, J.I. ....	296
García Lambas, D. ....	181, 238
Gargiulo, I.D. ....	247
Gaztañaga, E. ....	181
Giménez, M.A. ....	299
Giordano, C. ....	15
Giorgi, E.E. ....	124, 165
Giuppone, C. ....	36
Gómez, F.A. ....	247
Gomez, M.E. ....	290
Gómez Maqueo Chew, Y. ....	302

Gonzalez, E. ....	181
Gottlöber, S. ....	202
Gramajo, L. ....	36
Grimozzi, S.E. ....	220
Guilera, O.M. ....	33
Gunella, F. ....	86
Günthardt, G. ....	232
Gutiérrez-Soto, L.A. ....	259
Gutierrez, E. ....	262

## H

Haggar, R. ....	184
Hansen, P. ....	296
Hartke, J. ....	175
Hernandez-Fernandez, J.A. ....	259
Higa, R. ....	71
Hoffmann, K. ....	181
Hough, T. ....	184
Hoyos, D. ....	296
Hurtado, S. ....	299

## I

Iglesias, F.A. ....	305
Isequilla, N. ....	146

## J

Jaffé, Y. ....	259
Jaque-Arancibia, M. ....	86
Jeffers, S.V. ....	77

## K

Kanagusuku, M.J. ....	319
Kaňuchová, Z. ....	30
Käpylä, P.J. ....	62
Karaseur, F.A. ....	328, 331
Katsukawa, Y. ....	305
Kerber, L. ....	109
Klessen, R.S. ....	277
Kourniotis, M. ....	65
Krabbe, A.C. ....	250, 259
Kraus, M. ....	65, 101
Kubo, M. ....	305

## L

Lagg, A. ....	305
Lara-López, M.A. ....	241
Laspiur, R. ....	296
Leiva, A.M. ....	308
Lencinas, V. ....	325
Lima, E.V. ....	259

Lima-Dias, C. ....	259
Lopes, A.R. ....	244, 253
Lopes, P.A.A. ....	253
López Armengol, F. ....	262
López Fuentes, M. ....	21
Lousto, C.O. ....	262
Lucatelli, G. ....	253, 259
Luna, S.H. ....	42

## M

Maia, F.S.M. ....	109
Mammanna, L.A. ....	299
Mandrini, C.H. ....	21
Marchiano, P.E. ....	101
Mariani, M. ....	271
Mariazzi, A. ....	296
Marinelli, A.D. ....	146
Marioni, O.F. ....	202
Martinez, N.C. ....	140
Martín Girardi, G. ....	86
Mast, D. ....	155
Melita, M. ....	30
Melo, D.G. ....	296
Mendes de Oliveira, C. ....	244, 250, 253, 259
Merlo, D.C. ....	149, 313, 316, 322, 325
Mesa, V.A. ....	238
Milesi, G.E. ....	333
Miller Bertolami, M.M. ....	33, 55
Miquelarena, P. ....	86
Molina Lera, J.A. ....	143
Monachesi, A. ....	247
Montero, M.F. ....	15
Moreno, F. ....	27
Mosquera, M.E. ....	211, 217
Moyano, M.M. ....	149
Mudrik, A. ....	137

## N

Navarrete, F.H. ....	62
Navarro, A. ....	293
Navone, H.D. ....	42, 121, 124
Nilo Castellón, J.L. ....	238
Novarino, M.L. ....	89, 95

## O

Oddone, M.A. ....	308
Oio, G. ....	155
Oliveira Schwarz, G.B. ....	259
O'Mill, A.L. ....	223
Orsaria, M.G. ....	271

Ortega, M.E. ....	146
Ortiz-Rodríguez, C.A. ....	62
Ostrov, P.G. ....	299
Oviedo, C.G. ....	92

## P

Pacheco, A.M. ....	286, 293
Padilla, N. ....	256
Paolantonio, S. ....	313, 316, 322, 325
Paron, S. ....	140, 146
Paz, D.J. ....	193, 199
Pedrosa, S. ....	256
Pera, M.S. ....	121, 124, 165
Pereira, H.M. ....	259
Pereyra, P.F. ....	299
Pérez, D. ....	268
Perren, G.I. ....	121, 124, 165
Petrucci, R.P. ....	302
Pichel, A. ....	296
Pignata, R.A. ....	155
Podestá, R. ....	293
Poisson, M. ....	21

## Q

Quinteros, J. ....	293
Quiroga, V. ....	293

## R

Ramos, M.N. ....	36
Ramos Lázaro, J.M. ....	112
Ranea-Sandoval, I.F. ....	271
Ravignani, D. ....	296
Reinoso, B. ....	118, 277
Reynaldi, M.V. ....	299
Reynoso, E.M. ....	152
Riethmüller, T.L. ....	305
Rivero, V. ....	293
Rizzo, F.N. ....	283
Rodríguez, C.N. ....	83
Rodríguez, F. ....	181, 223, 319
Rodríguez, M.J. ....	109, 158
Rodríguez Medrano, A.M. ....	199
Rohrmann, R.D. ....	74
Romero, G.E. ....	265, 268, 274, 280, 283, 296
Ronco, M.P. ....	33
Rosales, J.A. ....	77
Rovero, A.C. ....	296
Rubín de Celis, E. ....	226
Ruiz, A.N. ....	187, 199
Ruiz Diaz, M. ....	98

## S

Saavedra, E.A. ....	274
Saez, M.M. ....	211, 217
Saffe, C. ....	86
Saha, K. ....	253
Salazar, G.A. ....	296
Sales, L.V. ....	208
Sallago, P.A. ....	15
Sanchez, M. ....	305
Santamaria, R. ....	229
Santos, N.A. ....	18
Santucho, V. ....	181
Saponara, J. ....	250, 259
Schleicher, D.R.G. ....	62, 77, 118, 277
Serrano, V. ....	296
Serrano Bell, J. ....	45
Sesto, L. ....	247
Sgró, M.A. ....	39
Sillero, E. ....	256
Silvestro, O. ....	325
Simaz-Bunzel, A. ....	262
Simeone, C.M. ....	226
Simondi Romero, F.O. ....	112, 115, 127
Smith Castelli, A.V. ....	205, 244, 250, 253, 259
Sodré Jr, L. ....	205, 223, 259
Solanki, S.K. ....	305
Solar, P.A. ....	277
Solivella, G.R. ....	165
Sosa-Fiscella, V. ....	262
Soto, J.I. ....	77
Sotomayor Checa, P. ....	265, 274, 283
Spagnuolo, M.G. ....	42
Spago, S.C. ....	18
Stasyszyn, F. ....	199
Strazzulla, G. ....	30
Suad, L.A. ....	143

## T

Tapia, B. ....	256
Tapia-Reina, M.I. ....	127
Taverna, M.A. ....	223
Tello, E. ....	30
The Sunrise team, ....	305
The VISCACHA team, ....	104
Tissera, P.B. ....	256
Tomasini, M.C. ....	226
Torres, A.F. ....	65, 101
Trógolo, N.E. ....	27
Trussler, J. ....	220

## V

Vázquez, R.A. ....	121, 124, 165, 333
Vallverdú, R. ....	101
Vega-Martínez, C.A. ....	184
Vega-Neme, L.R. ....	112, 115, 232
Vera Rueda, G.M. ....	74
Vergara, M.Z.C. ....	118
Vergara-Quispe, I.D. ....	296
Vieyro, F.L. ....	274
Villarreal D'Angelo, C. ....	39

## W

Weidmann, W.A. ....	137, 155
---------------------	----------

## Y

Yana Galarza, J. ....	86
Yaryura, C.Y. ....	187
Yepes, G. ....	202

## Z

Zaninelli, P. ....	299
Zenocratti, L.J. ....	205, 220, 229, 241
Zerbo, M.C. ....	241
Zubieta, E. ....	262
Zucarelli, G. ....	305