

Emisión temprana de la supernova 2016gkg

K.Y. Ertini^{1,2} & G. Folatelli^{1,2}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Universidad Nacional de La Plata, Argentina

Contacto / keilaertini@gmail.com

Resumen / Con un descubrimiento sin precedentes, la supernova (SN) Tipo IIb 2016gkg, fue detectada poco tiempo después de la explosión. Esto resultó en una amplia cobertura temporal y fotométrica e hizo posible el primer modelado consistente de la curva de luz de una SN desde la salida de la onda de choque de la superficie estelar. La información contenida en la evolución del flujo durante las primeras horas y días de la explosión es crucial para determinar parámetros físicos de la SN y su estrella progenitora. Esto nos motivó a desarrollar un método de cálculo de la curva de luz bolométrica, prestándole especial atención a la fase temprana. Presentamos aquí las luminosidades bolométricas obtenidas en comparación con las de otras SNs del mismo tipo. Estudiamos, además, las relaciones entre las correcciones bolométricas y el color para las etapas tempranas, que serán de utilidad en el futuro para aplicar a otras SNs.

Abstract / With an unprecedented discovery, Type IIb supernova (SN) 2016gkg, was detected briefly after the explosion. This resulted in a wide temporal and photometric coverage allowing the first consistent modeling of a SN light curve starting from the shock breakout. The flux evolution during the first hours and days after the explosion is crucial to understand the SN and its progenitor star. This motivated us to develop a code that calculates the bolometric light curve, paying special attention to the early phase. We present here the obtained bolometric luminosities in comparison with the ones of other Type IIb SNe. We also studied the relations between bolometric corrections and color for the early stages, which can be applied to future SN observations.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual: (2016gkg)

1. Introducción

Las supernovas (SNs) de colapso gravitatorio determinan el fin de la vida de las estrellas masivas ($> 8M_{\odot}$). Se clasifican según sus propiedades espectrales (Filippenko, 1997). En especial, existe una clase, cuyos espectros muestran hidrógeno al comienzo de su evolución y luego dejan de mostrarlo, estas son llamadas de Tipo IIb. Este último subtipo es particularmente interesante, ya que se cree que provienen de estrellas que han perdido casi toda su envoltura rica en hidrógeno (Bersten et al., 2012), lo cual las convierte en objetos cruciales para entender aspectos fundamentales de la evolución estelar, como lo es la pérdida de masa en estrellas masivas.

El modelado de las SNs de colapso gravitatorio a través de simulaciones hidrodinámicas, puede dar valores confiables de los parámetros físicos de la estrella progenitora (masa M y radio R) y de la explosión (energía cinética E y masa de níquel sintetizado). Cabe destacar que la mayoría de los modelos hidrodinámicos existentes requieren de la comparación con curvas de luz bolométricas. En principio, el cálculo de dichas curvas de luz requiere de observaciones en todo el rango espectral, pero obtenerlas es muy costoso, aún en el rango UV - óptico - IR. Es por esto que existen programas de seguimiento de SNs logrando tener mejores coberturas espectrales e información cada vez más cercana a la explosión. Esto último es particularmente importante para el estudio de las estrellas progenitoras, ya que luego del breve período en el que el material se enfría después de

la explosión, comienza a actuar el decaimiento radiactivo del níquel, y cuando esto ocurre desaparece cualquier efecto de la estructura del progenitor en la curva de luz.

La SN 2016gkg de Tipo IIb (Tartaglia et al., 2017) fue detectada de minutos a horas después de la explosión (Bersten et al., 2018). Gracias a su rápido descubrimiento fue intensamente observada en un amplio rango del espectro y en una etapa que no suele ser cubierta dada su corta duración. Esto permitió el primer modelado consistente de la curva de luz de una SN desde la salida de la onda de choque de la superficie estelar y motivó el objetivo de este trabajo, que es calcular la curva de luz bolométrica de esta SN mediante dos métodos diferentes: a través de la integración directa de las observaciones y por medio de integraciones de cuerpo negro.

2. Métodos

2.1. Datos fotométricos

Dado el temprano descubrimiento de la SN 2016gkg, se han recolectado un gran número de observaciones de esta SN. En este trabajo utilizamos dos conjuntos de datos diferentes. El primero compuesto por imágenes obtenidas desde tierra en el óptico, particularmente en los filtros B , V e I (Bersten et al., 2018). El segundo, compuesto por datos obtenidos desde el espacio, con el *Telescopio Ultravioleta/Óptico* (UVOT) de la misión *Swift*, en el sistema de filtros UVW2, UVM2, UVW1, u ,

b y v , descrito por (Poole et al., 2008). De ambos conjuntos se obtuvo la fotometría ya realizada y calibrada, iniciando el día siguiente a la explosión.

Con el fin de integrar el flujo en longitud de onda, se construyeron las distribuciones espectrales de energía (DEE) para cada época disponible, a través del cálculo de las longitudes de onda efectivas de cada filtro y de la transformación a flujos específicos de las magnitudes observadas.

2.2. Ajuste de cuerpo negro

Se ajustaron funciones de Planck a las DEE, bajo la hipótesis de que la emisión temprana, cuando el material es aún denso y caliente, se comporta como un cuerpo negro. Los parámetros a determinar son la temperatura y el tamaño angular del cuerpo negro. Esto se realizó desarrollando un método estadístico de ajuste, calculando el valor de χ^2 en una grilla adecuada del espacio de parámetros. Dicha grilla nos permitió construir una función de distribución de probabilidad para los parámetros a ajustar y consecuentemente, los valores de tales parámetros ajustados y sus errores.

No todas las bandas disponibles fueron utilizadas para los ajustes debido a que notamos incompatibilidades en las curvas de luz entre los filtros B y V con sus homólogos de Swift (b y v). Esto probablemente se deba a un error sistemático en las calibraciones fotométricas de alguno de los dos conjuntos de datos. Decidimos quedarnos con un conjunto de datos autoconsistente. Por lo tanto, adoptamos los datos del telescopio Swift que contienen tanto el óptico como el UV. Sin embargo, necesitamos el filtro I , para tener cobertura cercana al IR y poder ajustar con rigurosidad el cuerpo negro. Por lo tanto usamos también este filtro, aún sabiendo que esto puede generar una dispersión asociada al error sistemático de las calibraciones.

2.3. Flujos integrados

Como una alternativa a los ajustes de cuerpo negro, integramos los flujos específicos observados en las bandas disponibles, obteniendo así lo que se conoce como flujo UVOIR (F_{UVOIR}). Es evidente que al integrar las DEE en las bandas fotométricas disponibles se subestima el flujo bolométrico real, por lo que fueron necesarias extrapolaciones para considerar las contribuciones en rangos no observados.

Para la contribución hacia longitudes de onda más largas que las cubiertas por los datos (F_{IR}), usamos los ajustes de cuerpo negro calculados con los datos ópticos e integrándolos desde la banda I ($\lambda_{\text{eff}} = 7880 \text{ \AA}$) hasta $100\,000 \text{ \AA}$, ya que se desprecia la emisión a longitudes de onda más largas que ese último valor. Para la contribución hacia longitudes de onda menores que las cubiertas por los datos (F_{UV}), se realizaron extrapolaciones lineales desde la banda UVW2 hacia el cero de flujo, extendiéndolo hacia el cero de longitud de onda (Folatelli et al., 2014). Llamamos al flujo total $F_{\text{TOT}} = F_{\text{UVOIR}} + F_{\text{IR}} + F_{\text{UV}}$

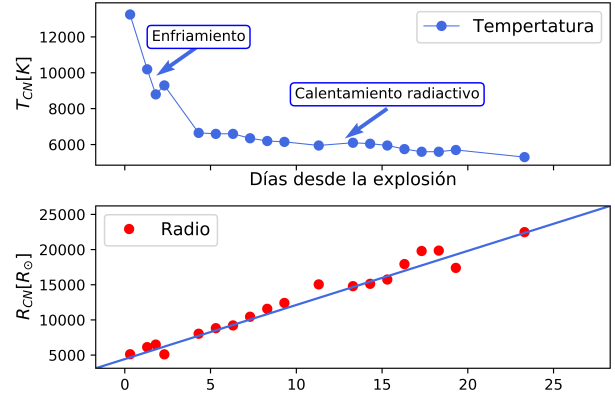


Figura 1: Panel superior: Evolución de la temperatura ajustada. Panel inferior: Evolución del radio ajustado. La línea corresponde al ajuste de una recta a partir de la evolución del radio, que indica el valor de la velocidad fotosférica.

3. Resultados

3.1. Parámetros de cuerpo negro ajustados

En la Fig. 1 se puede ver graficada la evolución de la temperatura ajustada, en la que se ve una rápida caída inicial, indicando que la fase de enfriamiento dura aproximadamente cinco días. Asimismo se muestra la evolución del radio, calculado a partir del tamaño angular ajustado, adoptando una distancia a NGC 613 de 26.4 Mpc y una época de la explosión de $\text{MJD}=57651.69$ (Bersten et al., 2018). A partir de esto último, calculamos un valor de la velocidad fotosférica de $6\,200 \text{ km s}^{-1}$. Esta velocidad es menor a la del material eyectado más externo de la estrella, típicamente del orden de $10\,000 \text{ km s}^{-1}$ lo cual quiere decir que el cuerpo negro se va formando, a medida que pasa el tiempo, en capas más internas de la SN.

3.2. Luminosidades bolométricas

A partir de los flujos calculados, tanto por integraciones como por ajustes de cuerpo negro, calculamos las luminosidades bolométricas utilizando la distancia a NGC 613. Las incertezas estimadas son sólo estadísticas, no consideran posibles errores sistemáticos provenientes de la distancia, la extinción y las extrapolaciones. Llamamos L_{CN} a la luminosidad calculada a partir del cuerpo negro y L_{TOT} a la calculada a partir del F_{TOT} . Éstas se muestran en la Fig. 2. Las diferencias entre ambas curvas se deben principalmente a que, para algunas épocas, el ajuste de cuerpo negro pasa por debajo de las DEE, generando que el flujo integrado y en consecuencia, la luminosidad bolométrica, sea menor. Adicionalmente, los ajustes de cuerpo negro no fueron del todo robustos, a causa de la falta de datos en el rango IR. Es por esto que decidimos quedarnos, para los análisis posteriores, con la luminosidad bolométrica que sale del flujo UVOIR más las extrapolaciones, ya que el cálculo involucra directamente a los datos y depende del cuerpo negro solo en las extrapolaciones. Nótese que los posibles errores sistemáticos no considerados no tienen impacto sobre

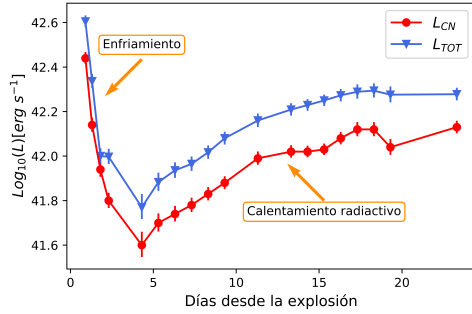


Figura 2: Luminosidades bolométricas calculadas a partir de ajustes de cuerpo negro (L_{CN}) y del flujo integrado más extrapolaciones (L_{TOT})

las diferencias entre ambas curvas, ya que las afecta de igual manera.

3.3. Correcciones bolométricas

Una alternativa al cálculo directo de luminosidades bolométricas es su estimación a través de la calibración de relaciones entre los colores observados de las SNs y sus correcciones bolométricas. Esto ha sido estudiado anteriormente para SNs de Tipo II (Bersten & Hamuy, 2009) y extendido a SNs sin envoltura (Lyman et al., 2014). Este tipo de calibración es de importancia dada la dificultad para obtener flujos en un amplio rango de longitudes de onda, en contraste a la facilidad de obtener colores.

En la Fig. 3 se ven las correcciones bolométricas calculadas a partir de las luminosidades bolométricas para cada época, en función del índice de color ($B-I$). Para la fase de calentamiento radiactivo, se realizó un ajuste polinómico, descrito por la ecuación $CB_B = 0.26 - 0.99 \times (B - I)$, obtenido con una dispersión rms de 0.05 mag. El comportamiento de la CB_B en la fase de enfriamiento es diferente al de la fase de calentamiento, aunque no presentamos un ajuste por contar con sólo cuatro puntos.

3.4. Comparación con otras SNs I Ib

El comportamiento de la curva de luz bolométrica de una SN está relacionado con los parámetros físicos del progenitor y de la explosión, según indican los modelos para SNs de colapso gravitatorio. La fase del máximo principal está determinada por la masa de Níquel y por el cociente de E/M . En cambio la fase de enfriamiento depende principalmente del radio del progenitor. Un mayor R produce una luminosidad mayor y una duración mayor de tal fase de enfriamiento. En la Fig. 4 se encuentran las curvas de luz bolométricas para las SNs I Ib 1993J y 2011dh, junto con la calculada para la SN 2016gkg. El tiempo de decaimiento para la SN 2016gkg (de ~ 5 días) es menor al de la SN 1993J (de ~ 9 días) y mayor al de la SN 2011dh (menor a 3 días). Esto es indicador de que el radio del progenitor de la SN 2016gkg es intermedio a aquellos de las SNs 1993J (Richmond et al., 1994) y 2011dh (Ergon et al., 2014), lo cual se condice con los resultados de (Bersten et al., 2018). Los

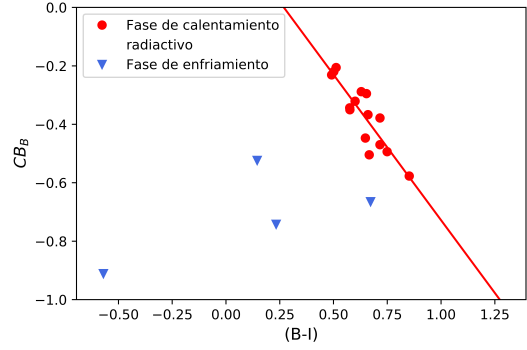


Figura 3: Correcciones bolométricas en función del color ($B-I$). La línea corresponde al ajuste polinómico realizado a la fase de calentamiento radiactivo.

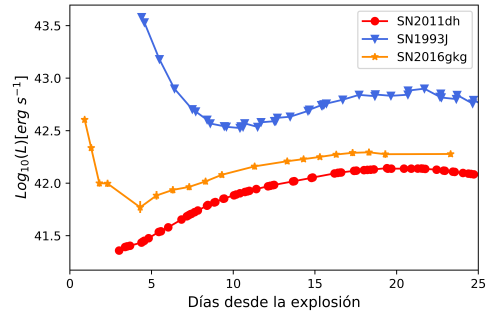


Figura 4: Curvas de luminosidad bolométrica para las SNs 2016gkg, 2011dh y 1993J (ver leyenda).

posibles errores sistemáticos no considerados no afectan el tiempo de decaimiento comparado aquí.

4. Conclusiones

En este trabajo se han analizado las propiedades de la emisión temprana de la SN 2016gkg, a través del desarrollo de un método que permite calcular curvas de luz bolométricas para diferentes épocas de observación. Esto está motivado por la importancia que tienen las curvas de luz bolométricas a la hora de comparar entre observaciones de distintas SNs y con modelos hidrodinámicos. La herramienta de cálculo desarrollada servirá para aplicar a un conjunto grande de SNs I Ib en un futuro, estudiando el comportamiento de las mismas, especialmente en la fase de enfriamiento.

Referencias

- Bersten M.C., Hamuy M., 2009, ApJ, 701, 200
- Bersten M.C., et al., 2012, ApJ, 757, 31
- Bersten M.C., et al., 2018, Nature, 554, 497
- Ergon M., et al., 2014, A&A, 562, A17
- Filippenko A.V., 1997, ARA&A, 35, 309
- Folatelli G., et al., 2014, ApJ, 792, 7
- Lyman J.D., Bersier D., James P.A., 2014, MNRAS, 437, 3848
- Poole T.S., et al., 2008, MNRAS, 383, 627
- Richmond M.W., et al., 1994, AJ, 107, 1022
- Tartaglia L., et al., 2017, ApJL, 836, L12