



Supernovas superluminosas de Tipo II Plateau

M. Orellana^{1,2}, M.C. Bersten³

¹ UNRN Sede Andina, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Instituto de Astrofísica La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / morellana@unrn.edu.ar

Resumen / Hemos incorporado el efecto de la inyección de energía provista por un magnetar como fuente adicional para potenciar la curva de luz de supernovas superluminosas, esto es, supernovas que brillan entre diez y cien veces más de lo usual. Estudiamos con mayor detalle el caso de las progenitoras ricas en hidrógeno. Presentamos aquí resultados de nuestra exploración del espacio de parámetros físicos que llevan a distintas morfologías de curvas de luz. Identificamos casos que desarrollan una fase de luminosidad cuasi constante, y preservarían la clasificación *plateau* definida para supernovas normales.

Abstract / We have incorporated the effect of the energy injection provided by a magnetar as an additional source to power the light curve of superlumine supernovae, that is, supernovae that shine between ten and one hundred times more than usual. We study in greater detail the case of hydrogen-rich progenitor stars. We present results of our exploration of the space of physical parameters that lead to different morphologies of the light curves. We identified cases that develop a quasi-constant luminosity phase, and would preserve the plateau classification defined for normal supernovae.

Keywords / stars — supernovae: stars — supernovae: individual (SN 2016gkg)

1. Introducción

El origen físico de las supernovas (SNs) más brillantes, o SuperNovas SuperLuminosas (SLSNs, por sus siglas en inglés) es un tema abierto (Gal-Yam, 2012) y para el cual se debaten al menos tres escenarios posibles. Uno de ellos involucra la inestabilidad por formación de pares, y es viable sólo para estrellas de muy alta masa (Woosley et al., 2007, y trabajos que lo citan), como las que podrían haberse formado en las primeras generaciones estelares con muy baja metalicidad. Otra alternativa es la interacción por choque entre el material eyectado por la supernova con material circunestelar previamente expulsado (Chevalier & Irwin, 2011), y se suele asociar con la presencia de líneas espectrales en emisión. Finalmente, uno de los mecanismos más populares, invocado cuando no se detectan líneas en emisión en el espectro, es que exista alguna particularidad en el objeto central que se forma como resultado del colapso del núcleo. Si dicho objeto es una estrella de neutrones altamente magnetizada, que rota rápidamente, se le llama magnetar. La energía que pierde el magnetar provee el impulso y luminosidad de la SLSN. La idea, discutida en Maeda et al. (2007), cobró mayor ímpetu a partir de los trabajos de Kasen & Bildsten (2010) y Woosley (2010). Si se da alguna combinación de escenarios, suele llamarse modelo híbrido, por ejemplo Chatzopoulos et al. (2016).

El estudio de las SLSNs ha avanzado en los últimos años. Gracias a la mayor cantidad de búsquedas sistemáticas se han descubierto a una tasa mayor, y se ha propuesto mantener el esquema de clasificación de las SNs normales. Sobre las SLSNs pobres en hidrógeno, o

de tipo I, ver Quimby et al. (2011). Los primeros objetos bien estudiados del tipo SLSN, ambos con hidrógeno en su espectro (tipo II) son SN2006gy (Smith et al., 2007; Ofek et al., 2007) y SN 2008es (Gezari et al., 2009; Miller et al., 2009). Pero en general, son pocas las SLSNs de tipo II, siendo un ejemplo OGLE-2014-SN-073 Terzarián et al. (2017), y una referencia relevante, el trabajo de Inserra et al. (2018). En este trabajo indagamos sobre la posibilidad de que las SLSNs de tipo II puedan desarrollar una fase de luminosidad cuasi constante o *plateau*.

1.1. Magnetar

En la Vía Láctea se conocen 23 magnetares (confirmados de acuerdo a la revisión de Kaspi & Beloborodov (2017), y hay unos 7 candidatos más). Su campo magnético, estimado a través del período de rotación y su tasa de cambio, es de $B \sim 10^{14-15}$ Gauss (Olausen & Kaspi, 2014). Estudios teóricos sobre el enfriamiento de las estrellas de neutrones llevan a pensar que dicho valor es similar al que tenían al formarse (Turolla et al., 2015). Simplemente han perdido energía rotacional (indicaremos con E_{rot} su valor inicial) durante unos miles de años. Al formarse, un magnetar libera, a expensas del frenado de su rotación, una cantidad de energía similar o incluso mayor a la de una explosión de supernova, unos $\sim 10^{51}$ erg ($\equiv 1$ foe). Por ello la formación de un magnetar provee una explicación natural para potenciar energéticamente una SN Kasen & Bildsten (2010).

La evolución de la energía inyectada por el magnetar por unidad de tiempo en la base de la eyecta sigue una

prescripción sencilla. Asumiendo un índice de frenado canónico, $n = 3$ por radiación dipolar, se tiene:

$$L(t) = \frac{E_{\text{rot}}}{t_p} \left(1 + \frac{t}{t_p}\right)^{-2}, \quad (1)$$

donde t_p es la escala temporal inicial de frenado (*spin-down*, aunque el índice se relaciona a la palabra pulsar, como se usa en la bibliografía). Elegimos utilizar como parámetros físicos del magnetar su E_{rot} y t_p , que equivalen a considerar B (campo magnético) y P (período inicial) pero con menos suposiciones sobre la estrella de neutrones*.

En Orellana et al. (2016) hemos presentado la inclusión de un magnetar en el código hidrodinámico que empleamos para el cálculo de curvas de luz. Se trata de una modificación del código presentado en Bersten (2013), y que permitió luego proponer una explicación para la SN más brillante conocida a la fecha, la SLSN-I ASASSN-15lh Dong et al. (2016) que hemos modelado en (Bersten et al., 2016). Otros resultados previos a este trabajo se presentaron en Bersten & Benvenuto (2016).

2. SN II con magnetar

Exploramos el cambio en la curva de luz de una SN como resultado de la inyección de energía del magnetar, más concretamente, mediante simulaciones hidrodinámicas 1D acopladas al transporte de radiación, seguimos la propagación de la onda de choque que utiliza el frenado del magnetar como mecanismo central adicional a los convencionales. Consideramos valores de E_{rot} entre 1 y 100 foe, y $t_p = 0.03 - 10$ días, con paso logarítmico para ambos parámetros. Notamos que el valor máximo de energía rotacional que puede extraerse del magnetar se encuentra en ~ 165 foe (Metzger et al., 2015). La elección de estos rangos para los valores de los parámetros nos permite que el efecto pueda verificarse (pues $E_{\text{rot}} \gtrsim E_k$ incluso para nuestro mínimo de E_{rot}) mientras que el máximo respeta el límite que hemos mencionado. En combinación con E_{rot} , los valores límites de t_p elegido se corresponden a un período inicial desde aproximadamente medio milisegundo (ms) hasta menos de 10 ms, lo que permite cubrir todo el rango de interés. Aquí consideramos una estrella progenitora rica en hidrógeno de $15 M_{\odot}$, cuya estructura de supergigante roja fue calculada siguiendo la evolución en forma consistente por Nomoto & Hashimoto (1988). Otros valores que se fijaron son $E_k = 1.5$ foe y una masa de ^{56}Ni de $0.1 M_{\odot}$. El valor de M_{Ni} elegido es mayor al del promedio que se obtiene para las SNIIP normales, dependiendo de la muestra observada y del modelado que se adopte (ej. Müller et al., 2017), pero no es nuestra intención reproducir en detalle los resultados de SN normales. La modificación de este parámetro normalmente influye en la luminosidad de la cola, que queda enmascarado por el efecto del magnetar. Podría ser materia de otro estudio el variar M_{Ni} . Por otro lado, la E_k adoptada es un valor

*Entrarían en juego el radio y momento de inercia que dependen de la estructura interna, dada una ecuación de estado. Asimismo, la influencia de la inclinación se absorbe considerando un valor medio del ángulo Viganò (2013).

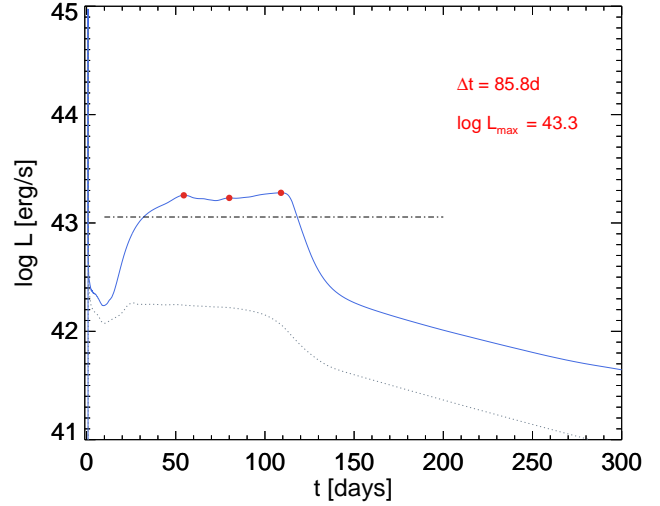


Figura 1: Una de las curvas de luz obtenidas. La curva azul corresponde a un magnetar con $t_p=1$ día y $E_{\text{rot}} = 3 \times 10^{51}$ erg. Los puntos indican los máximos locales, cuyo promedio es L_{max} que en este caso, es lo que denominamos la luminosidad del *plateau*. En gris se muestra la misma supernova sin magnetar. Las intersecciones de la recta horizontal punteada con la curva de luz definen la duración Δt del máximo.

representativo dentro de los rangos que se han derivado en trabajos como el mencionado, en particular cuando $M_{\text{Ni}} \sim 0.1 M_{\odot}$.

No encontramos en la literatura una única caracterización estandarizada para las curvas de luz de las SNIIP aplicable sobre los modelos, véase Bersten (2013). En trabajos observacionales, como no se considera la luminosidad bolométrica, sino alguna banda de observación, y normalmente se desconoce el momento de la explosión, se trabaja en base al momento de transición hacia la fase final, dominada por el decaimiento de material radioactivo Olivares E. et al. (2010). Es importante notar que este criterio no se aplicaría para muchas de las curvas que obtuvimos, sobretodo, las que no tienen una fase final diferenciada. Por otro lado, Sukhbold & Thompson (2017) proponen en un trabajo reciente sobre las propiedades de SNIIP, hacer una medición de la duración del *plateau* en base a el radio de la fotosfera. Si bien sobre los resultados de los modelos es posible medirlo, este valor se aleja de ser un observable.

Para caracterizar la forma de la curva de luz definimos L_{max} al valor promedio entre máximos locales que presenta una curva de luz para tiempos posteriores al máximo de emergencia del choque (*shock breakout*). El ancho del máximo de la curva es otro valor de interés. Llamamos Δt a la duración del intervalo en que cumple $\log L > (\log L_{\text{max}} - 0.2 \text{ dex})$, donde la luminosidad está en erg s^{-1} . La Fig. 1 ilustra esta metodología. La definición de estos valores nos permite cuantificar el máximo de las curvas de luz y su duración (ver Fig. 1). Hemos realizado una exploración del espacio de parámetros, y los resultados se muestran en las Figs. 2.

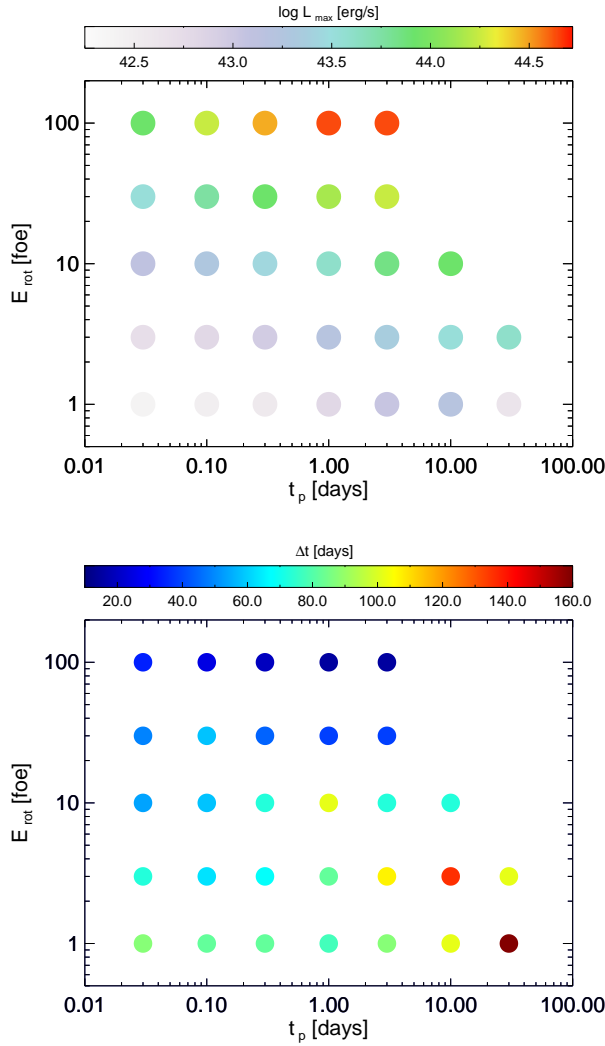


Figura 2: Luminosidad L_{\max} de las curvas de luz calculadas, en función de los parámetros que definen al magnetar. En algunos casos, se corresponde a la luminosidad de una fase *plateau*, mientras que otras curvas de luz tienen un único máximo, más breve (ver panel inferior). Los puntos más claros, de menor luminosidad máxima, no son SN superluminosas.

3. Resultados y perspectivas

Hemos obtenido una diversidad de morfologías: en algunos casos, se da un único máximo seguido de un declinamiento continuo de la luminosidad. En otros, como el que mostramos en la Fig. 1 se desarrolla una fase *plateau*. Para los valores analizados en este trabajo, la duración de dicho *plateau* es en líneas generales similar a la de las SNIIP normales, del orden de unos 80 días. Se obtienen también casos intermedios con un máximo seguido de declinación, pero la pendiente presenta más tarde en la evolución un quiebre pronunciado. Daremos mayores detalles en un trabajo que se encuentra en preparación.

De acuerdo a los resultados expuestos, teóricamente se encuentra bien justificada la existencia de SLSNs de tipo IIP potenciadas por magnetares. A la fecha, no se han observado o clasificado de esta forma (Inserra

et al., 2018). En cambio, se ha reportado recientemente (Terreran et al., 2017) una SLSN II peculiar, similar a 1987A pero mucho más brillante. El modelo que hemos presentado aquí puede adaptarse para explicarla, como mostraremos en otra publicación. En base a modelos hidrodinámicos sería posible estimar los valores de los parámetros físicos del magnetar a partir de la curva de luz. A su vez, es posible acotar los modelos con valores observados de la velocidad de expansión de la fotosfera. Sin embargo, no deben perderse de vista las degeneraciones paramétricas que afectan a este tipo de modelos, y que aún hay detalles de la física más básica, relacionados al acoplamiento entre el magnetar y la supernova, que no se encuentran totalmente desarrollados.

Agradecimientos: Esta investigación es parcialmente financiada por el PI40B531 de la Universidad Nacional de Río Negro, el PICT-2015-3083 y PIP 11220150100746CO. Agradecemos a Omar Benvenuto sus aportes a esta investigación; y al revisor de este manuscrito.

Referencias

- Bersten M. C., Benvenuto O. G., 2016, BAAA, 58, 246
 Bersten M. C., et al., 2016, ApJL, 817, L8
 Bersten M. C., 2013, PhD Thesis, ArXiv/1303.0639
 Chatzopoulos E., et al., 2016, ApJ, 828, 94
 Chevalier R. A., Irwin C. M., 2011, ApJL, 729, L6
 Dong S., et al., 2016, Science, 351, 257
 Gal-Yam A., 2012, Science, 337, 927
 Gezari S., et al., 2009, ApJ, 690, 1313
 Inserra C., et al., 2018, MNRAS, 475, 1046
 Kasen D., Bildsten L., 2010, ApJ, 717, 245
 Kaspi V. M., Beloborodov A. M., 2017, ARA&A, 55, 261
 Maeda K., et al., 2007, ApJ, 666, 1069
 Metzger B. D., et al., 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 454, 3311
 Miller A. A., et al., 2009, ApJ, 690, 1303
 Müller T., et al., 2017, ApJ, 841, 127
 Nomoto K., Hashimoto M., 1988, Physics Reports, 163, 13
 Ofek E. O., et al., 2007, ApJL, 659, L13
 Olausen S. A., Kaspi V. M., 2014, ApJS, 212, 6
 Olivares E. F., et al., 2010, ApJ, 715, 833
 Orellana M., Bersten M. C., Benvenuto O. G., 2016, BAAA, 58, 108
 Quimby R. M., et al., 2011, Nature, 474, 487
 Smith N., et al., 2007, ApJ, 666, 1116
 Sukhbold T., Thompson T. A., 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 472, 224
 Terreran G., et al., 2017, Nature Astronomy, 1, 713
 Turolla R., Zane S., Watts A. L., 2015, Reports on Progress in Physics, 78, 116901
 Viganò D., 2013, PhD thesis, University of Alicante
 Woosley S. E., Blinnikov S., Heger A., 2007, Nature, 450, 390
 Woosley S. E., 2010, ApJL, 719, L204