

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2015.02.5

Li-Paczyński 新星的研究进展 (I): 理论

王善钦^{1,2}, 戴子高^{1,2}, 吴雪峰^{3,4,5}

(1. 南京大学 天文与空间科学学院, 南京 210093; 2. 现代天文与天体物理教育部重点实验室, 南京 210093; 3. 中国科学院紫金山天文台, 南京 210008; 4. 中国科学院 中国南极天文中心, 南京 210008; 5. 紫金山天文台-南京大学粒子、核物理和宇宙学联合研究中心, 南京 210008)

摘要: 致密星并合 (中子星-中子星并合与中子星-黑洞并合) 后抛射出的富中子 (neutron rich) 物质是合成 r 过程元素 (r-process elements) 的重要场所之一, 近 17 年来的理论研究认为, 这些 r 过程元素衰变产生的能量在热化后将形成光学-近红外 (Optical-NIR) 辐射, 这种光学-近红外暂现现象被称为“Li-Paczyński 新星 (Li-Paczyński novae)”, 简称为“LP 新星”, 由于它们的典型峰值亮度约为典型的新星 (novae) 亮度的 1000 倍, 因此又被称为“千新星 (Kilonovae)”。此外, 理论与观测都直接或间接地表明致密星并合在一定条件下会形成持续时间较短 ($T_{90} \lesssim 2$ s) 的伽玛射线暴 (简称短暴, SGRBs), 且大部分短暴可能源自致密星并合。在短暴的余辉被确定后, 人们就致力于搜寻伴随短暴的 LP 新星。介绍近 17 年来 LP 新星的理论进展。

关键词: 伽玛射线暴; Li-Paczyński 新星; r 过程; 磁星; 黑洞

中图分类号: P172.3 **文献标识码:** A

1 引 言

理论与观测都表明, 大部分零龄主序质量 $M_{\text{ZAMS}} = (8 \sim 100) M_{\odot}$ 的大质量恒星, 演化到晚期会以核坍缩型超新星 (Core-Collapse Supernovae, CCSNe)^[1-10] 的方式爆炸, 留下中子星或黑洞, 其中极少数失去 H 包层甚至 He 包层的高速自转的大质量恒星还会产生伽玛射线暴 (Gamma-Ray Bursts, 简称伽玛暴, 英文缩写为 GRBs)^[11-18] 或 X 射线闪 (X-ray flashes, 英文缩写为 XRFs)^[19-24]。

由大质量恒星组成的双星系统中的成员先后爆炸后, 如果系统不瓦解, 就会形成双中子星、中子星-黑洞或双黑洞系统, 它们在互相环绕的过程中, 辐射出引力波、损失能量, 双星

收稿日期: 2014-03-20; 修回日期: 2015-04-15

资助项目: 国家自然科学基金 (11033002, 11322328); 973 项目 (2014CB845800)

通讯作者: 戴子高, dzg@nju.edu.cn

互相靠近, 在经历约 10^8 a 量级的时间后, 双星将并合。理论研究表明双中子星并合与中子星—黑洞并合将产生非常丰富的天体物理暂现现象^[25]。

首先, 致密星并合前的极短时间内与并合时的引力波辐射都会急剧加强, 形成强引力波暴 (Gravitational-Wave Bursts, 简称 GWBs)^[26–36]。

其次, 致密星并合后还会产生富中子抛射物^[37], 这些抛射物的一部分 (潮汐尾) 在新形成的致密星的赤道附近形成离心力支撑的吸积盘或吸积环, 另一部分为碰撞面附近喷射出的近似球对称分布 (非月牙形或环/盘状) 喷射物 (见图 1)。赤道面上形成的吸积盘/环的物质吸积进入中心天体, 将形成沿两极运动的极端相对论性喷流, 在喷流内部可能通过内激波或者其他耗散机制形成短伽玛射线暴 (Short Gamma-Ray Bursts, 简称 SGRBs, 又称短暴)^[38–49]。

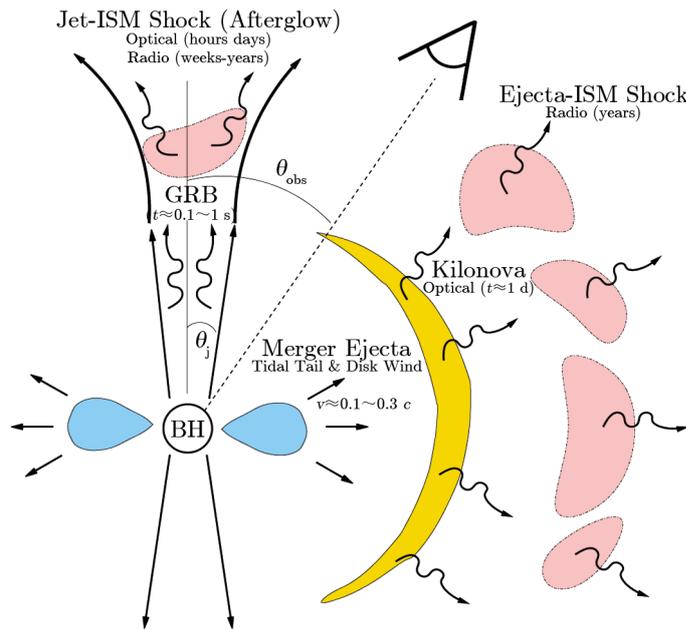


图 1 致密星并合导致的黑洞—喷射物以及相应的可能电磁波演示^[37]

相对论性喷流进入星周介质后产生的外激波加速电子, 电子在磁场中辐射出各种频率的光子, 形成多波段余辉^[50–55]。吸积盘/环上还将产生中微子暴^[38, 39, 56–59]。

一部分富中子物质^[43, 47, 60–68]摆脱引力束缚, 不被吸积入中心天体, 而以约 $0.1 \sim 0.3 c$ (这个速度范围与中子星的逃逸速度相当) 的初速度向外运动 (见图 1), 它们就会解压并分解成核子再通过“快中子俘获过程” (rapid neutron-capture process, 简称“r 过程”) 合成放射性重元素 (r 过程元素), 这是重元素核合成最有可能的场所之一^[38, 62, 68–73]。在重元素合成方面, 唯一能与致密星并合喷射物相竞争的 r 过程元素产生机制是核坍缩型超新星爆发^[74–81], 但一般的核坍缩型超新星爆发后的中微子驱动星风难以同时满足合成 r 过程元素所需要的高熵、低电子丰度与快速膨胀等条件^[82–84], 仅有磁旋转驱动核坍缩型超新星有可能满足以上条

件^[85]。因此, 致密星并合产生的富中子喷射物可能是合成 r 过程元素更可能的场所。

双中子星并合情形中, 这些富中子 (电子丰度 $Y_e \approx 0.1 \sim 0.4$) 喷射物的质量 $M_{ej} \approx 10^{-3} \sim 10^{-2} M_{\odot}$ ^[62, 63], 在某些特殊情况下, 可能低于 $10^{-4} M_{\odot}$ (抛射物质量与中子星物态方程软硬、双星总质量以及并合后的产物有复杂关系)。这些 r 过程元素通过放射性衰变与裂变产生高能光子, 在喷射物中热化后形成类似于超新星 (Supernovae, SNe) 的辐射^[86]。

Li 与 Paczyński^[86] (以下简称“LP98”) 首次对此类现象进行了简化计算, 将各种元素的不透明度近似为 Fe 不透明度, 他们的计算表明, 这些喷射物将会形成持续大约 2 d 的暂现现象, 辐射集中于紫外—光学波段。这个光学—近红外暂现现象被称为“Li-Paczyński 新星”, 我们将其简称为“LP 新星”。

此后 LP98 模型被更加细致和真实的模型所改进^[87-93], 这些计算中最重要的改进是考虑了重元素的不透明度, 这些不透明度深刻影响了辐射性质, 使紫外和光学辐射被高度禁戒, 辐射集中于近红外波段。

虽然 LP98 模型的改进计算表明暂现源辐射 (“LP 新星”) 可以持续更长时间 (近红外波段辐射可持续约 7 d 以上), 但依然比典型的超新星辐射的持续时间短得多, 喷射物质量比起超新星喷射物的质量小得多, 平均峰值亮度也普遍低于超新星的平均峰值亮度^①, 但与较暗的超新星的峰值亮度不相上下。

脱离引力束缚的喷射物还会通过与星周介质的相互作用产生其他类型辐射。如喷射物质量较大, 喷射物进入星周介质会通过冲击波加速电子产生持续 1 a 以上的射电辐射^[95]; 如果喷射物质量足够小且并合后的中心天体为磁星, 则被新生磁星的星风加速到相对论性的微量喷射物, 将有可能在密度足够大的星周介质通过外激波加速电子以及 $p\gamma$ 过程产生多波段余辉辐射^[96, 97] 与超高能中微子^[98]。

致密星并合形成的各种电磁波辐射尤其是 LP 新星辐射与短暴, 不仅具有自身的研究价值, 而且在未来的引力波精确定位中也能成为重要工具, 由于至今为止探测到的短暴与地球的距离全都大于未来的引力波暴可探测的最大距离 (几百 Mpc), 且短暴的辐射受喷流角限制, 大部分引力波暴伴随的短暴都不面向地球, 作为对比, 引力波暴伴随的 LP 新星辐射近于各向同性且在引力波暴可探测范围内可被未来的光学—近红外巡天望远镜观测到, 因此是最有希望被探测到的、对应于引力波暴的电磁波暂现源。

本文将介绍 LP 新星的理论以及观测, 主要介绍 LP 新星理论、LP 新星—短暴成协的观测、LP 新星盲巡天及其在引力波定位中的作用。本文组织如下: 在第 2 章我们介绍 LP 新星理论, 在第 3 章简单介绍短暴及其余辉及它们与 LP 新星的关系。LP 新星早期观测、近期观测与未来的观测将在下篇中介绍。

^①Yu 等人^[94] 考虑了双中子星并合喷射物被中心大质量磁星风加速加热后的电磁波辐射, 认为在质量较小 ($\lesssim 10^{-4} M_{\odot}$) 时, 辐射亮度将有可能超过超亮超新星 (superluminous supernovae, SLSNe), 除了这个考虑磁星风的模型之外, 其他模型给出的 LP 新星亮度都小于典型的超新星亮度。

2 LP 新星的理论

致密星并合后,中心一般形成黑洞,有时可能形成大质量磁星。数值模拟表明,并合过程中将喷射出一定质量的富中子物质,质量取决于双星的质量比与中子星物态方程软硬。

富中子物质合成的放射性物质衰变与裂变等过程释放出高能 γ 射线, γ 射线被热化并达到光学薄时,形成紫外—光学—红外辐射,产生类似于超新星辐射的紫外—光学—红外演示,即 LP 新星。在喷射物质量较大且并合距离足够小时,这些现象将会被地基或者空间望远镜观测到。

LP 新星爆发距离小于 300 Mpc 时候,与它们同时产生的引力波暴会被未来的引力波探测器探测到,因此 LP 新星将有助于确定引力波位置,并为确认引力波来源提供更有力证据。本章先对 LP 新星的理论进行介绍。

2.1 LP98 模型

Li 与 Paczyński^[86] (“LP98”)采用理想的单温黑体谱进行一维计算,首次研究了 r 过程元素放射性衰变可能伴随的电磁波暂现现象,首次给出此类事件的理论框架。

LP98 以 Fe 不透明度作为喷射物不透明度的近似,假定喷射物质量 (M) 恒定,密度 (ρ) 均匀,忽略压强梯度导致的动力学效应,并将高温、中微子暴与化学组成等所有初始条件导致的不确定性都吸收到喷射物质量 M 、喷射物速度 v 与 f 中,其中 f 表示静止质量能量 ($E_0 = mc^2$) 转化为热量 (Q) 的效率 ($f = Q/(mc^2)$)。根据这些简化假设,LP98 对这类可能的暂现现象的物理特征进行了计算。

LP98 定义了 3 个重要时标:元素放射性时标 t_{rad} ,表示元素放射性持续时间;临界时标 t_c ,表示喷射物变为光学薄 ($\kappa\rho R = 1$) 的时间;扩散时标 t_d ,表示光子扩散出喷射物的时标。

其中, t_c 可以表达为^[86]:

$$t_c = \left(\frac{3\kappa M}{4\pi v^2} \right)^{1/2} = 1.13 \text{ d} \left(\frac{M}{0.01M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{3v}{c} \right)^{-1} \left(\frac{\kappa}{\kappa_e} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

这里, κ 为喷射物不透明度, κ_e 为电子散射不透明度, c 为光速, M_\odot 为太阳质量。LP98 采用 Ia 型超新星的不透明度 (Fe 不透明度) 作为喷射物不透明度近似, $\kappa \approx 0.2 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ 。

光子扩散时标可以表达为: $t_d \approx \kappa\rho R^2/c = \beta t_c^2/t$, 其中 ρ 为喷射物质量密度, R 为喷射物半径, $\beta = v/c$ 为无量纲速度。在实际计算中,光子扩散时标与放射性时标相等的情形,与光子扩散时标与膨胀时间相当的情形有特别重要性。

根据一系列计算,LP98 获得内能变化方程为:

$$t^3 \frac{dU}{dt} + 4t^2 U \approx \left(\frac{3M}{4\pi v^3} \right) \epsilon - \left(\frac{\pi v c}{\kappa M} \right) t^4 U. \quad (2)$$

在喷射物开始膨胀初期的极短时间 (毫秒时标) 内,产能与热损失可以忽略不计,因此式 (2) 右边两项都可以忽略,喷射物近似绝热膨胀^[86]。这个绝热膨胀过程将抹去初始条件影响,因此 LP98 的计算不再考虑初始条件问题。

虽然式 (2) 的一般性质与能量产生率 $\epsilon(t)$ 的具体形式无关, 但在具体计算中, 不同的 $\epsilon(t)$ 依然会产生不同的光变性质, 最重要的两种形式为指数形式与幂律形式, 它们分别代表了单种原子核衰变与多种原子核混合衰变情形下的产能方式。

2.1.1 指数衰变模型

单一种类的放射性物质衰变遵循指数律, 假设释放出的能量与静止能量比为 f , 则每克物质每秒的热产生率为:

$$\epsilon = \frac{fc^2}{t_{\text{rad}}} \exp(-t/t_{\text{rad}}) \quad . \quad (3)$$

图 2 (a) 表示指数衰变驱动的光学暂现源的可能的光变曲线。参数分别见图中说明, 据此得到, $T_1 \approx 2.8 \times 10^4 \text{ K}$, $L_0 \approx 4.1 \times 10^{37} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

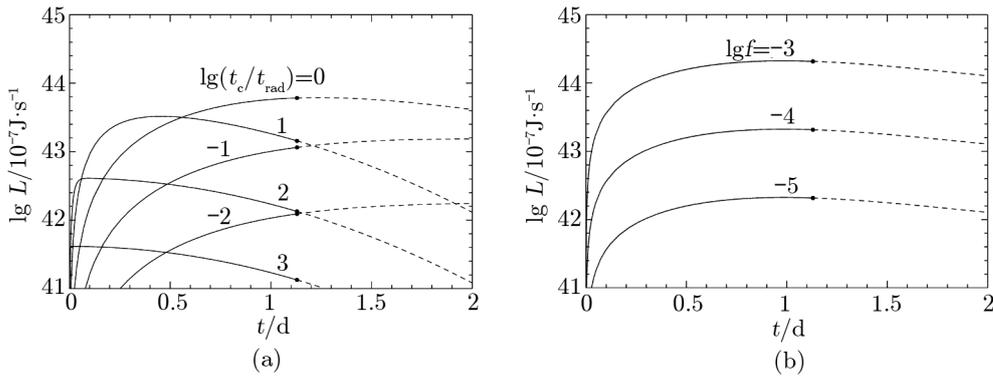


图 2 (a) 指数衰变驱动的光学暂现源的可能的光变曲线^[86]; (b) 多种放射性核的共同衰变导致的幂律衰变 (衰减指标为 -1) 驱动的光变曲线^[86]

t_c 为喷射物变为光学薄的时间, t_{rad} 为放射性衰变时间。图中, 实心圆点表示 t_c 在光变曲线中的位置, 在圆点前的实线表示光学厚情形, 圆点后的划线表示光学薄情形。(a) 中 f 取为 10^{-3} , $M = 10^{-2} M_{\odot}$, $v = 10^{10} \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$, LP98 得到 $t_c = 0.975 \times 10^5 \text{ s} = 1.13 \text{ d}$ 。(b) 中 3 条曲线分别表示将 f 取为 10^{-3} , 10^{-4} 与 10^{-5} 时对应的光变曲线。参数 M 、 v 、 κ 、 t_c 的取值与 (a) 相同。

2.1.2 幂律衰变模型

如果喷射物中具有不同衰变时标的多种放射性同位素, 则总的热量产生率为各个同位素之和或积分。由于放射性时标极短与极长的元素对亮度的贡献很小, 只有 t_{rad} 与 t_c 相当的元素才对核能的转化最有效, 在现实中, 大量元素的 t_{rad} 远大于或远小于 t_c , 因此, 可以采用幂律衰减模型, 幂律衰减模型可以自动挑选最有效的放射性时标。在幂律衰减模型中, 总热量产生率可以近似为:

$$\epsilon = \frac{fc^2}{t} \quad , \quad t_{\text{min}} \leq t \leq t_{\text{max}} \quad , \quad t_{\text{min}} \ll t_{\text{max}} \quad . \quad (4)$$

式 (4) 中的 t_{min} 与 t_{max} 分别表示放射性时标最短与最长的元素的放射性时标。对于这种情形, LP98 计算出的峰值时间 t_m 、峰值亮度 L_m 、峰值亮度时的有效温度 $T_{\text{eff},m}$ 与从峰值

亮度降到 1/3 峰值亮度所用时间 Δt 的表达式分别为^[86]：

$$t_m \approx 1.5\beta^{1/2}t_c = 0.98 \text{ d} \left(\frac{M}{0.01M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{3v}{c} \right)^{-1/2} \left(\frac{\kappa}{\kappa_e} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$$L_m \approx 0.88\beta^{1/2}L_0 = 2.1 \times 10^{37} \text{ J s}^{-1} \left(\frac{f}{0.001} \right) \left(\frac{M}{0.01M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{3v}{c} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{\kappa_e} \right)^{-1/2}, \quad (6)$$

$$T_{\text{eff,m}} \approx 0.79\beta^{-1/8}T_1 = 2.5 \times 10^4 \text{ K} \left(\frac{f}{0.001} \right)^{1/4} \left(\frac{M}{0.01M_\odot} \right)^{-1/8} \left(\frac{3v}{c} \right)^{-1/8} \left(\frac{\kappa}{\kappa_e} \right)^{-3/8}, \quad (7)$$

$$\Delta t \approx 3.4\beta^{1/2}t_c = 2.2 \text{ d} \left(\frac{M}{0.01M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{3v}{c} \right)^{-1/2} \left(\frac{\kappa}{\kappa_e} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

图 2 (b) 表示采用幂律衰变模型时的光学暂现源光变曲线。

2.1.3 LP98 模型的讨论与暂现源的命名

由于在真实的喷射物中，放射性时标差异巨大的多种放射性物质并存，因此幂律衰减（衰减指标为 -1 ）模型是最有用的模型，所以我们重点讨论这种情形。

由式 (4) 与式 (5) 可知，在 LP98 模型中，LP 新星达到光极大的典型值约为 1 d (如图 2)，持续时间约 2~3 d。相比之下，超新星达到的光极大典型值约为 15 d 左右，因此 LP 新星的光极大时间小得多。同时，它们的温度较高。

利用式 (6) 可得，当 f 、 M 、 κ 都取典型值时，峰值亮度可达 $10^{37} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级，亮于 -21 mag ，与近些年发现的超亮超新星 (superluminous SNe, SLSNe) 峰值亮度相当。假如短暴源自中子星—中子星并合或中子星—黑洞并合，则很可能伴随这类暂现源。2005 年开始，人们可以定位短暴的 X 射线余辉与光学余辉，但从 2005 年至今，未发现任何一个短暴伴随如此明亮的紫外—光学暂现源，所以 LP98 模型将能量转化率 f 的典型值取为 10^{-3} 是明显偏大的。Metzger 等人^[88](Met10 模型，见 2.2 节) 的计算表明，光学暂现源的星等大约为 $-14 \sim -15 \text{ mag}$ ，约为之前模型的 1/1000 (变暗 7 mag)，代入 LP98 模型的计算后，可推出 $f \approx 3 \times 10^{-6}$ 。由上述公式还可以发现，虽然 f 的值对光学暂现源的亮度有最直接的影响，但对光变曲线形状与各个时标没有影响。必须注意的是，虽然 LP98 的计算中将 f 的典型值取为 10^{-3} ，但在他们文章的图 2 中，也给出了 f 为 10^{-4} 与 10^{-5} 的光变曲线， $f = 10^{-5}$ 的这些光变曲线的峰值亮度与后来的计算是吻合的。

LP98 的计算表明，喷射物放射性衰变产生的高能光子在喷射物中热化后形成持续数天的半热谱 (semi-thermal spectrum)，产生类似超新星的光学暂现现象，辐射能量集中在光学—紫外波段。这个光学暂现现象曾经被一些人称为“微超新星 (mini-supernovae)”，Kulkarni^[87] 认为“微 (mini-)”与“超 (super-)”存在矛盾，因此根据 Price 的建议，将这个现象命名为“巨新星 (Macronovae)”。

Metzger 等人^[88] 将此类事件称为 “kilonovae”, 因为他们计算得出此类事件的典型亮度约为新星 (novae) 的 1000 倍 (见第 2.2 节)。但我们依然采用 “Li-Paczyński 新星 (LP 新星)” 作为此类事件的命名, 原因主要有两个:

(1) kilonovae 只对应于那些恰好约为典型 novae 亮度 1000 倍的典型事件。但是, 一方面, 在致密星并合过程中, 喷射物质量范围很大 (从 $10^{-4}M_{\odot}$ 量级到 $10^{-2}M_{\odot}$ 量级都有可能), 使得光学暂变源亮度范围也很大, 变化范围可达到 5 mag (亮度差别 100 倍); 另一方面, novae 的变化范围很大, 例如, M31 中的球状星团中的 novae 的 V 波段星等范围为 $-6 \sim -11$ mag^[99], 跨度也高达 5 mag (亮度差别 100 倍)。因此 “kilonovae” 并不能非常恰当地描述此类事件的亮度特征。

(2) 典型的 kilonovae 峰值亮度已经超过一些较暗的超新星, 因此仅凭亮度来命名暂现源, 将会引起一定混乱。

因此我们在文中使用 “LP 新星”, 仅在特别的情况下使用 “Micronovae” 与 “kilonovae” 作为代称。由于喷射物合成的重元素的不透明度远超过 Fe 不透明度, LP98 模型中暂现源相比更真实模型的对应物偏紫, 辐射集中于紫外—光学波段, 后来的改进研究由于采用了更真实的不透明度, 使得辐射偏向红—近红外波段。

2.2 Met10 模型

Metzger 等人^[88] (以下简称 “Met10”) 首次用核反应网络 (nuclear reaction network) 计算了致密星并合的喷射物的辐射现象, 他们的计算考虑了中子俘获、光致裂解、 β 衰变、 α 衰变与裂变。

在考虑重元素的裂变与 β 衰变后, Met10 模型计算得出总功率的来源配比, 90% 能量来自 β 衰变, 10% 能量来自裂变^[88], 对于 β 衰变的能量, 中微子、电子与 γ 射线各自携带约 25%、25% 与 50% 的能量, 中微子立即逃逸。

在 Met10 模型中, 光子通过外流扩散到半径 R 处所用的时间近似为:

$$t_d = \frac{B\kappa M_{ej}}{cR}, \quad (9)$$

式中, κ 为不透明度, 对于球对称外流, $B \simeq 0.07$ 。令 t_d 等于膨胀时间 $t_{exp} = R/v$, 可以得出电磁波辐射达到最大时的特征半径 R_{peak} 为:

$$R_{peak} \simeq \left(\frac{Bv\kappa M_{ej}}{c} \right)^{1/2} \approx 1.2 \times 10^{14} \text{ cm} \left(\frac{v}{0.1c} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{ej}}{10^{-2}M_{\odot}} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

假定 r 过程喷射物的线不透明度与 Fe 元素类似, 可令 $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ 。假定喷射物自由膨胀, $R = vt$, 半径达到 R_{peak} 的时标为^[100]:

$$t_{peak} \approx 0.5 \text{ d} \left(\frac{v}{0.1c} \right)^{-1/2} \left(\frac{M_{ej}}{10^{-2}M_{\odot}} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

上述表达式仅在 t_{peak} 超过喷射物自身的放射性时标时才严格成立, 对于 r 过程喷射物, 这个条件一般成立, 因为它们的元素的半衰期很短。不到 1 d 的上升时间显著小于超新星的

上升时间, 这是在 Fe 峰元素不透明近似下 LP 新星的一个基本特征; 假如不透明度比这个大, 上升时间将会不同。

Met10 假定放射性功率随时间的衰减近似服从幂律关系 $\dot{Q} \propto t^{-\alpha}$, $\alpha < 2$, 这个假设与 LP98 对多元素放射性衰变情形的放射性功率的假设相同, 但幂律指标更小些, 事件的亮度最敏感地依赖于 t_{peak} 附近的放射性加热量: $Q_{\text{peak}} = \int_{t_{\text{peak}}} \dot{Q} dt \approx \dot{Q}(t_{\text{peak}}) t_{\text{peak}} = f M_{\text{ej}} c^2$, 此处 $f \ll 1$ 是 LP98 模型中的无量纲数。将此参数化, Met10 得出峰值热亮度为:

$$L_{\text{peak}} \simeq \frac{Q_{\text{peak}}}{t_{\text{d}}(R_{\text{peak}})} \approx 5 \times 10^{34} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \left(\frac{f}{10^{-6}} \right) \left(\frac{v}{0.1c} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10^{-2} M_{\odot}} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

有效峰值温度为:

$$T_{\text{peak}} \simeq \left(\frac{L_{\text{peak}}}{4\pi R_{\text{peak}}^2 \sigma} \right)^{1/4} \approx 1.4 \times 10^4 \text{ K} \left(\frac{f}{10^{-6}} \right)^{1/4} \left(\frac{v}{0.1c} \right)^{-1/8} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10^{-2} M_{\odot}} \right)^{-1/8}. \quad (13)$$

Met10 模型的计算表明, Fe 不透明度假设下的 LP 新星峰值亮度范围约为 $10^{34} \sim 10^{35.5} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$, 在 ALIGO/Virgo 探测极限距离处, 对应的视星等将约为 22.5 ~ 19 mag, 处于 PTF (Palomar Transient Factory, 极限星等为 20.6 mag, 视场面积 7.1 deg²)^[104, 105]、LSST (Large Synoptic Survey Telescope, 极限星等为 24 mag, 视场面积为 9.6 deg²)^[106, 107] 等光学仪器探测极限之上。根据极限星等对应的光度距离与共动体积, PTF 探测到 LP 新星的频率约 $1.4 R_{-4} M_{\text{ej}, -2}^{3/4} \cdot \text{a}^{-1}$, LSST 测到 LP 新星的频率约 $2 \times 10^3 R_{-4} M_{\text{ej}, -2}^{3/4} \cdot \text{a}^{-1}$ 。将这个亮度代入 LP98 模型中, 可以得出 $f \approx 3 \times 10^{-6}$ (约为 LP98 模型对应值的 1/1000~1/10)。

后来的模型 (如 BK13 模型与 TH13 模型) 根据更真实的不透明度进行计算, 结果表明, LP 新星的辐射大部分处于近红外区, 光学辐射被大大削弱, 因此 PTF 和 LSST 的探测率都会大幅度下降。

在取喷射物质量为典型值 $10^{-2} M_{\odot}$ 时, 光学暂变源热亮度约 $10^{35} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$, 对应的热星等约 -16 mag (在 V 波段星等可以达到 -15 mag), 为典型新星 (Novae) 的 1000 倍, 因此 Metzger 等人^[88] 采用 Petrosian 的建议, 将这类暂现源命名为 “kilonovae (KNe)”。

在参数取典型值时, 喷射物光球温度约 10^4 K , 对应于光学/近紫外波段^[88], 根据 Met10 的计算, 得出的光变曲线与色演化曲线如图 3。

图 3 中还给出了 f 重新取值后的 LP98 模型曲线作为比较, 比较后可以发现, Met10 模型与 LP98 模型得到的光变曲线达到峰值的时间很接近, 都为 1 d 左右, 而且波长越短, 越快达到峰值。

尽管光变曲线大体相同, 但 Met10 模型与 LP98 模型仍然存在较大差异。在 LP98 模型中, νL_{ν} 在紫外波段达到峰值; 在 Met10 模型中, 由于稠密的束缚-束缚跃迁 (bound-bound transitions) 导致紫外辐射被强烈吸收, 因此 νL_{ν} 的峰值移到可见光波段 (V 波段), 且在 1 d 后, 紫外辐射被禁戒。因此, LP 新星辐射的光谱将比 LP98 模型预测的光谱红得多。但 Met10 模型未考虑重元素的不透明度影响, 因此辐射持续时间与 LP98 模型差不多。此外, Met10 模型中, 光球膨胀冷却导致重元素外层电子再复合以及不透明度变化, 使光变曲线在数天后出现鼓包, 这也是 LP98 模型中没有的。

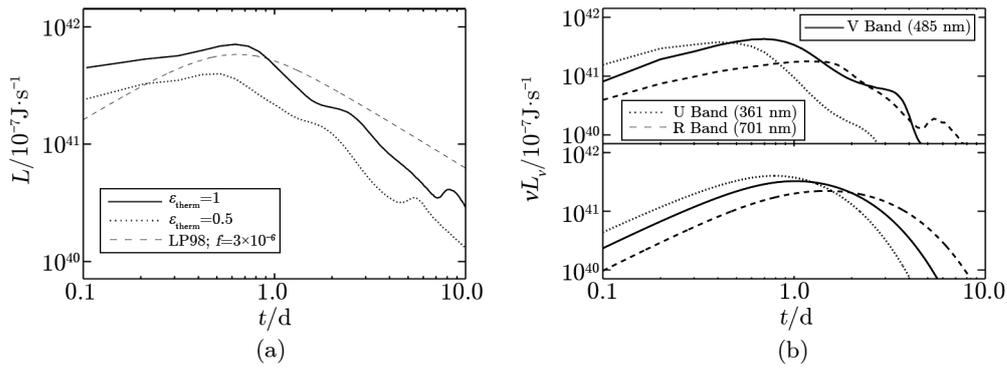


图 3 (a) 致密星并合的光学暂现源的更真实模型下的光变曲线^[88]; (b) 上为热化效率取 1 的 νL_ν 色光变曲线, 计算同图 (a); (b) 下为用 LP98 的黑体模型计算的 νL_ν 色演化曲线
 (a) 中假定总喷射物质量 $M = 10^{-2} M_\odot$, $Y_e = 0.1$, $v \approx 0.1c$, 热化效率分别取 1 与 0.5。在这个模型中, 获得的光变曲线、色演化曲线与 LP98 模型得出的曲线大致相同, 但不再光滑, 而是出现凹凸波动。

2.3 BK13 模型

LP98 模型与 Met10 模型都假定 r 过程元素喷射物的不透明度 κ 等于 Fe 不透明度, 然而在真实的 r 过程元素喷射物中, 部分电离重元素的束缚-束缚跃迁 (bound-bound transitions) 大大提高了喷射物的不透明度^[101], 这首先将对辐射的持续时间产生重要影响。根据 Arnett^[100] 的推导, 可以得到辐射在喷射物中的扩散时间与不透明度 κ 之间满足关系:

$$\tau_d = \left(\frac{2\kappa M}{\beta v c} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

式中 β 为一常数, 约为 13.8, M 、 v 与 c 分别为喷射物质量、喷射物速度与真空中的光速。

由式 (14) 可见, 辐射扩散时间 τ_d 与不透明度 κ 的 1/2 次方成正比, 对暂现源的亮度与达到峰值的时间有直接的影响, 仅采用 Fe 不透明度作为 r 过程元素的不透明度的近似未必符合实际。因此, Barnes 与 Kasen^[90] (以下简称“BK13”) 对 Met10 模型进行了改进。BK13 考虑 r 过程中合成的重元素尤其是一些代表性的镧系元素贡献的不透明度, 对并合物喷射物的辐射进行了更仔细计算。他们的计算表明, 镧系元素的存在使喷射物不透明度 κ 增加 10~100 倍, 根据式 (14), 辐射扩散时间将增加 3~10 倍, 因此光学暂变亮度上升时间从之前模型的约 1 d 变为 7 d, 甚至更长。

喷射物不透明度不仅使辐射时间变长, 还将导致紫外和光学辐射被禁戒, 使大部分辐射集中于红外波段, 晚期黑体辐射的色温度仅为镧系元素再组合温度, 约 2500 K, 这比 LP98 模型和 Met10 模型预测的温度低得多。

扩散时间的增加导致一些电磁波辐射在达到光学薄之前就通过膨胀而消耗, 这将使辐射亮度降低。BK13 对各种可能的喷射物质量、速度和组成成分进行了计算, 结果表明^[90]: 波长越长, 亮度越高; 波长越短, 亮度越低。可见光波段的辐射被大大削弱 (如图 4 所示)。此外, 喷射物质量与速度对亮度也有直接影响, 质量越大, 速度越大, 亮度就越高。当喷射物质量为 $10^{-1} M_\odot$, 速度 $\beta = 0.3$ 时, H 波段的星等 $M_H = -18.1$ mag, 已达到一般的超新星亮度

并超过较暗的超新星。但因为喷射物速度越大，暂现源达到峰值亮度的时间也越短，不利于及时观测。

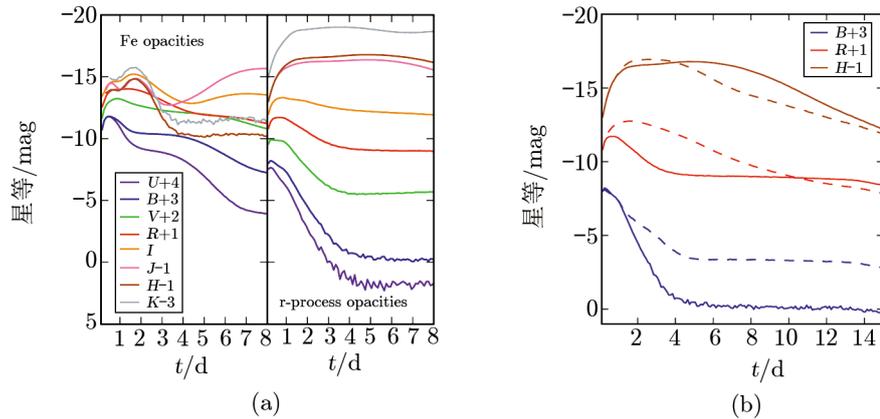


图 4 (a) 不透明度对的 LP 新星单色星等的影响^[90]; (b) 考虑重元素不透明度后, 计算出的 B、R、H 三个波段的光变曲线^[90]

(a) 中为了容易区分, 除了 I 波段之外, 其他波段的星等都有上下移动 1 ~ 4 mag。在采用 Fe 不透明度作为近似时, 光学波段的星等与红外波段的星等差异不大, 当考虑重元素不透明度时, 光学波段与红外波段的星等差异增大, 红外波段显著变亮, 光学波段的辐射受到严重禁戒。

持续时间的延长降低了 LP 新星观测响应速度要求, 这对于观测是非常有利的, 但光学辐射被禁戒又显著加大了光学巡天观测的困难, 大大限制了地面光学望远镜的观测前景, 使得将来的观测更多地依赖于红外波段。

除了对喷射物不透明度进行更符合实际的计算之外, BK13 还考虑致密星并合之后吸积盘的盘风, 盘风电子丰度较高, 合成的元素一般不重于 Fe 峰元素, 将合成一定数量的 ^{56}Ni , ^{56}Ni 产生独立的谱与光变曲线, 其辐射以光学辐射为主, 与 r 过程重元素释放的红外流量叠加, 形成新的光变曲线与光谱, 如图 5。图 5 (a) 表示 ^{56}Ni 与 r 过程元素 ($M_{^{56}\text{Ni}} = M_{\text{rp}} = 10^{-2} M_{\odot}$) 产生的 LP 新星可能的单色光变曲线, 由图 5 (a) 可见, ^{56}Ni 对红外 (H) 波段光变曲线贡献不大, 但对光学波段 (B、R) 影响较大, 有效提高了光学波段的亮度。图 5 (b) 为考虑 ^{56}Ni 与 r 过程元素时, 爆发第 7 天的 LP 新星的光谱, 参数值见图中说明。两个成分合成的光谱显著改变了单一成分的光谱的谱形。

由图 5 可见, 在不考虑 ^{56}Ni 时, 光学波段的绝对星等仅经历约 3 d 后, 就迅速变为 $-4 \sim -10$ mag, 并在此后 10 d 几乎不变; 红外波段绝对星等在 2 d 左右时间内变亮到 -15 mag, 并持续大约 7 d, 直到第 14 天才变到 -11 mag 与 -12 mag 之间。在考虑 ^{56}Ni 后, ^{56}Ni 衰变将提高暂现源的光学波段的亮度并降低相应的衰减率。假定 ^{56}Ni 质量与 r 过程元素质量都取 $10^{-2} M_{\odot}$, 则 ^{56}Ni 的衰变能将主导前 5 d 的光学辐射, 但对红外波段的影响很小, 导致红外星等与光学星等的差距缩小。不过, 红外波段的亮度依然高于可见光波段亮度且衰减率小, 这意味着将来的观测对光学巡天工具的灵敏度和频度有很高的要求, 对红外巡天的要求相对较低。由于红外观测受到大气的严重限制, 将来的观测更多依赖于太空中运行

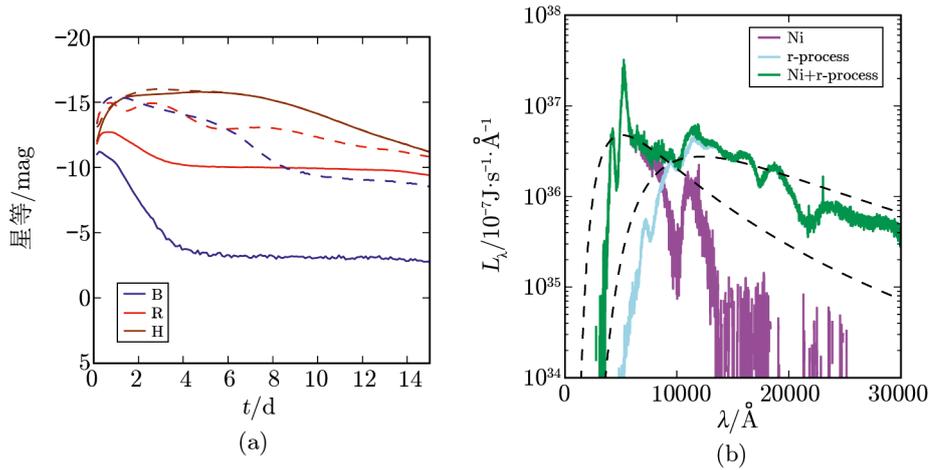


图 5 (a) ^{56}Ni 与 r 过程元素产生的 LP 新星可能的单色光变曲线^[90]; (b) 考虑 ^{56}Ni 与 r 过程元素, 第 7 天的 LP 新星的光谱

(a) 不同颜色线分别表示不同波段的单色光变曲线, 实线表示仅考虑 r 过程元素时的光变曲线, 虚线表示同时考虑 r 过程元素与 ^{56}Ni 后的光变曲线。由图可见, ^{56}Ni 对红外 (H) 波段光变曲线贡献不大, 但对光学波段 (B、R) 影响较大, 有效提高了光学波段的亮度。(b) 粉红色线表示 ^{56}Ni 产生的光谱, 蓝绿色线表示 r 过程元素产生的光谱, 深绿色线表示组合光谱, ^{56}Ni 与 r 过程元素产生的光谱的最佳黑体拟合以黑色划线表示 ($T_{56\text{Ni}} \approx 5700 \text{ K}$, $T_{\text{rp}} \approx 2400 \text{ K}$)。

的红外望远镜或光学—近红外望远镜的红外波段观测。

衰减率的差异也将导致不同观测时间观测到的星等差异不同。最近发现的 GRB 130603B 的光学—近红外对应物的观测不仅证实近红外观测比光学观测有效得多, 也证实光学波段的衰减比红外波段快, 与 BK13 模型比较后, 可以初步认定, GRB 130603B 在红外波段的辐射超出有可能来自 LP 新星的辐射^①。

2.4 TH13 模型

BK13 模型虽然考虑一些镧系元素的不透明度, 但未考虑所有镧系元素, 因此不透明度依然有不确定性且没有讨论详细的谱特征。Tanaka 与 Hotokezaka^[91] (以下简称“TH13”) 针对双中子星并合模型, 考虑了所有 r 过程元素 (从 Ga 到 U) 丰度, 进行辐射转移模拟计算后, 发现喷射物不透明度 $\kappa = 10 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, 是富 Fe 的 Ia 型超新星喷射物以及 LP98 与 Met10 模型中采用的 Fe 不透明度的 100 倍。

TH13 模型采用了两类模型研究双中子星并合喷射物辐射。第一类为幂律密度结构 ($\rho \propto r^{-3}$, $v = 0.05 \sim 0.2 c$, $M_{\text{ej}} = 0.01 M_\odot$, $KE = 1.3 \times 10^{43} \text{ J}$, $v_{\text{ch}} = \sqrt{2KE/M_{\text{ej}}} = 0.12 c$) 的简单模型, 称为“NSM-all”模型, 此外, 为了探究各种因素的影响, TH13 还考虑了“NSM-dynamical” (仅考虑 $Z \geq 55$ 的元素)、“NSM-wind” (仅考虑 $31 \leq Z \leq 54$ 的元素)、“NSM-Fe” (仅考虑 Fe 元素)。第二类模型建立于并合数值模拟的真实模型。

计算出的光变曲线与光谱分别如图 6 与图 7 所示。不透明度的增加导致光学—近红外发

^①最终的确认依然依据光谱分析, 但 GRB 130603B 的光学—近红外对应物未获得光谱信息, 因此必须等待今后的其他类似事件。

射比此前预期的暗,发射时间也比预期的长,这一点在 BK13 模型中已经论证,TH13 模型用更精确的方法确认了 BK13 的结果。由于膨胀速度大且存在众多 r 过程元素的束缚—束缚跃迁,喷射物的光谱几乎无特征。TH13 模型的计算还表明,双中子星的质量比越高,状态方程越软,发射越明亮。

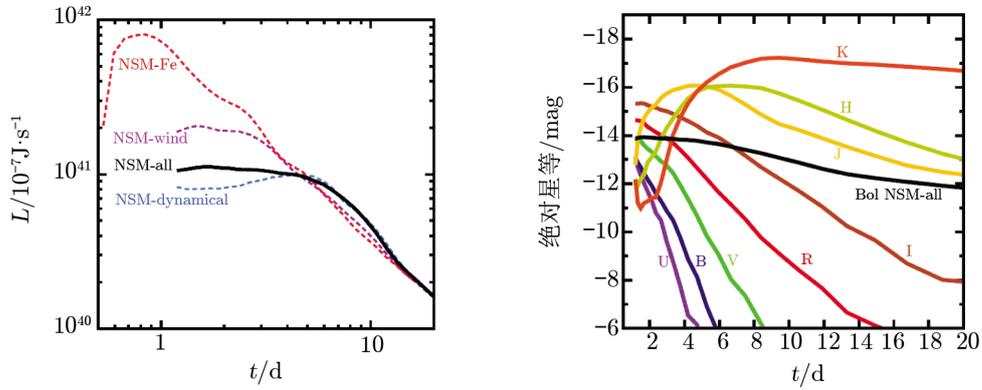


图 6 TH13 模型中 LP 新星可能的光变曲线^[91]

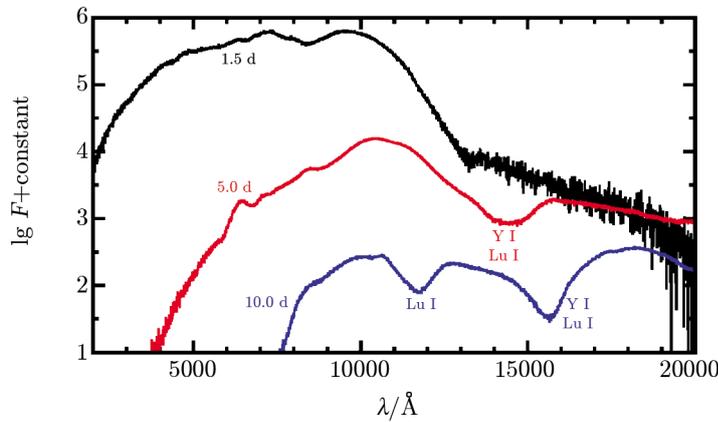


图 7 TH13 模型中 LP 新星可能的光谱^[91]

由于发射偏红色与红外,所以红色与近红外观测是最有效的,在 200 Mpc 处,LP 新星的 i 波段星等为 22 ~ 25 AB mag, z 波段星等为 21 ~ 23 AB mag, JHK 波段为 21 ~ 24 AB mag^[91]。因此,宽场光学—近红外望远镜对于探测这些源是必须的。

对几种典型质量的中子双星并合后的辐射性质进行的三维数值模拟与计算^[102, 103],得出的光变曲线与以上的研究大致相同。

2.5 GKR14 模型

Grossman 等人^[103](GKR14) 用三维数值模拟研究了双中子星并合后的电磁波发射现象。他们考虑了两种能源, 前者与 LP98 模型中所考虑的能源类似, 来自并合后被潮汐力与流体动力相互作用抛射出的富中子物质, 它们合成 $A \gtrsim 130$ 的重元素, GKR14 称之为“动力学喷射物”或“强 r 过程元素”; 后者为吸积盘产生的中微子驱动盘风, 它们合成 $50 \lesssim A \lesssim 130$ 的元素, 包括一些 ^{56}Ni , GKR14 称之为“ ν 驱动喷射物”或“弱 r 过程元素”。

对于强 r 过程元素, GKR14 采取了 BK13 模型与 TH13 模型中的不透明度值, 即 $10 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, 但重新研究了富中子喷射物的电子丰度 Y_e , 发现 $Y_e \approx 0.04$, 比之前被采用的 0.1 与 0.2 小得多。 Y_e 的变化直接影响了原子核加热功率, 进而影响了动力学喷射物的亮度。在考虑更真实的 Y_e 值后, $1.3 \sim 1.4 M_\odot$ 的双中子星并合后的强 r 过程元素衰变发射在并合 $2 \sim 4 \text{ d}$ 后达到峰值亮度, 典型值约 $2 \times 10^{33} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$, 对应的峰值绝对星等为 $-11 \sim -12 \text{ mag}$, 比 Met10 计算得到的亮度低约 4 mag, 其探测率约为 Met10 模型预测的探测率的 1/1000, 这大大增加了将来的盲巡天探测的难度。但是, 在 GKR14 模型中, 各个方向观测到的亮度不同, 典型值只是各方向观测亮度的平均值, 如果是在最好的方向观测, 亮度会比平均观测值高约 4 倍。由于从顶端方向(与喷流方向重合的方向)观测时, 近红外暂现源最亮, 因此在观测到短暴的情形下, 依然有希望看到近红外暂现源。

对于弱 r 过程元素, GKR14 将不透明度取为 $1 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ 。GKR14 计算出它们的紫外/光学亮度在中子星并合后约 6 h 达到峰值, 约 $10^{34} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ (风质量取为 $0.01 M_\odot$), 温度在 8000 K 左右 (7500 ~ 10500 K)。这些紫外—光学信号用 Subaru 望远镜上的 HSC 有望勉强看到。

如果能够同时看到分别来自弱/强 r 过程元素的紫外—光学与近红外辐射, 那么就可以给出它们的起源的直接证据。

2.6 YZG13 模型

致密星并合的两个主要模型中, 中子星—黑洞并合后中心天体必然是黑洞。双中子星并合后中心天体虽然大部分将迅速成为黑洞, 但是, 依然有一小部分可能先形成大质量磁星, 经历一段时间后再坍缩为黑洞。

尽管理论推断中子星—黑洞并合率高于双中子星并合率^[108–112], 但由于中子星物态方程与中子星—黑洞质量比的限制以及广义相对论效应的影响, 一部分中子星—黑洞并合发生于黑洞的最小稳定轨道 (ISCO) 内, 不产生抛射物, 更不能形成吸积盘, 因此双中子星并合受到更多的关注。

在上面的喷射物暂现现象的模型中, 磁星的作用都未被考虑。假如致密星并合后不立即形成黑洞, 而是先形成一个存在足够长时间的大质量磁星^[113, 114], 那么将产生更多可能的电磁波暂现现象。

双中子星并合形成大质量磁星的可能性得到了近年观测的支持。观测表明, J1518+4904 中的第 2 个中子星质量仅为 $0.72 M_\odot$ ^[115], 中子星—白矮星双星的观测表明, 中子星质量在 $(1.5 \sim 1.7) M_\odot$ 附近分布较多^[116], 至今获得精确测量的最大质量的 2 个中子星分别是 PSR

J1614-2230 (质量为 $(1.97 \pm 0.04)M_{\odot}$)^[117] 和 PSR J0348+0432 (质量为 $(2.01 \pm 0.04)M_{\odot}$)^[118], 此外, 根据径向速度法测出的 PSR B1957+20 的质量可能高达 $(2.4 \pm 0.12)M_{\odot}$ (质量下限为 $1.66 M_{\odot}$)^[119]。

另一方面, 理论认为零龄主序质量约为 $(8 \sim 10) M_{\odot}$ 的恒星仅能燃烧到 O-Ne-Mg 核, 无法形成 Fe 核, 它们常以电子俘获超新星 (Electron-capture supernovae, ECSNe) 的方式爆发^[3, 120-123], ECSNe 爆发后常常形成低质量中子星, 质量 $\lesssim 1.25 M_{\odot}$ ^[124, 125]。这些观测与理论都意味着存在低质量中子星, 这类低质量中子星并合后相比 Fe 核坍缩超新星爆发后遗留下的中子星的并合, 有更大概率形成存活一定时间的大质量中子星而不立即形成黑洞。如果它们磁能较大, 磁场极高, 就是大质量磁星; 这些大质量磁星会短暂存在甚至永久存在, 新生的磁星的星风辐射可以产生可观的能量注入。

Zhang^[126] 研究了双中子星并合后形成的大质量磁星在转轴附近的早期 X 射线与光学、射电余辉辐射, 除了产生额外的多波段辐射外, 磁星星风注入还将对喷射物的动力学演化产生影响。Gao 等人^[96] 的研究表明, 当喷射物质量较小 (约等于或小于 $10^{-4}M_{\odot}$ 量级) 时, 磁星风将加速喷射物直到相对论性。Wu 等人^[97] 认为 PTF11agg 的光学辐射与射电辐射就是这类磁星风加速的喷射物与星周介质作用而产生的余辉。这类余辉涉及喷射物与星周介质作用而非喷射物自身辐射, 因此这里不继续讨论。磁星-喷射物系统及其对应的辐射演示可见图 8。

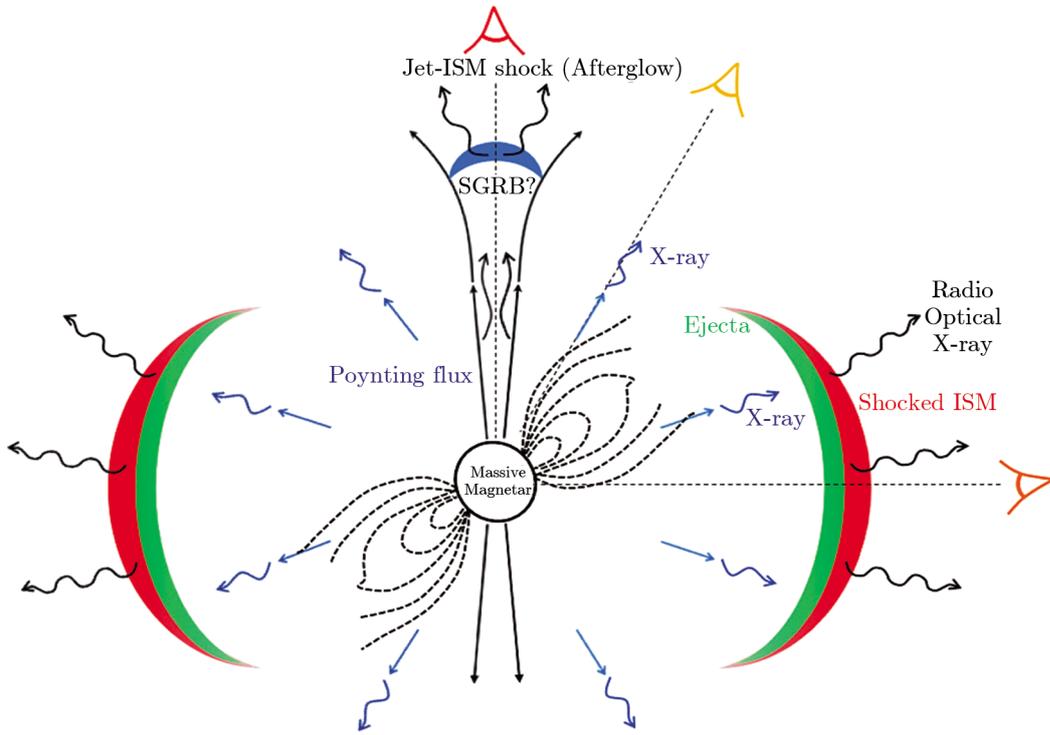


图 8 致密星并合可能导致的磁星-喷射物以及相应的可能电磁波演示^[96]

近年来的研究^[127-136]认为, 大质量恒星坍缩爆炸后如果形成毫秒级磁星, 这些磁星辐射出的星风将加热喷射物质量, 大幅提高超新星的亮度, 形成超亮超新星。Wang 等人^[136]进一步提出: 亮度介于超亮超新星与普通超新星之间的明亮超新星的亮度也很可能有磁星贡献。

Yu 等人^[94](YGZ13) 考虑并合后形成的磁星辐射出的磁星风对并合喷射物的加速与加热作用, 计算了喷射物的动力学演化与电磁波辐射。由于这类辐射能源来自磁星星风注入, 因此不同于喷射物放射性驱动的电磁波辐射。

根据 YGZ13 的计算, 如果双中子星并合后大质量磁星存在时间满足一定要求 (如 $t_{\text{col}} > 2t_{\text{sd}}$, 其中 t_{col} 表示磁星产生到坍缩为黑洞的时间, 即磁星寿命, t_{sd} 表示磁星 spindown 时间), 磁星风不仅影响了喷射物的动力学演化, 也影响了喷射物的电磁波辐射, 亮度比上面讨论的 LP 新星高数十倍甚至上百倍, 可以与超亮超新星的峰值亮度相比; 这类电磁波辐射的辐射能集中于紫外波段, 光学与 X 射线波段也有较强辐射, 其中光学波段亮度可以达到约 $10^{36} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$, 依然比 “kilonovae” (典型质量的 LP 新星) 亮度高约 10 倍, 因此 YGZ13 不以 “kilonovae” 或者 “Macronovae” 称呼此类光学暂现源, 而将它们命名为 “Merger-novae”。Metzger 与 Piro^[137] 在 YGZ13 的基础上进行了更详细的研究与计算。

“Merger-nova” 与 LP 新星存在较大差异, 主要有三处: (1) “Merger-nova” 比 LP 新星亮得多; (2) 对于 “Merger-nova”, 喷射物质量越小, 亮度越大, LP 新星则与此相反; (3) “Merger-nova” 辐射集中于紫外波段, LP 新星辐射集中于红外波段。

虽然 “Merger-nova” 在光学波段上也比 LP 新星亮得多, 我们仍然可以将之视为广义上的 LP 新星, 因为它的喷射物也比超新星喷射物小得多, 且电磁波方面的演示也类似于超新星。但是, 为了区分, 我们将之与 LP 新星并称。

短暴的后随观测至今尚未发现 “Merger-nova”, YGZ13 认为原因可能有三个: (1) 短暴红移太大, 导致亮度过低而未被探测到; (2) 喷射物分布各向异性, 集中于赤道方向, 因此无法与短暴一起被探测到; (3) 大部分短暴不伴随大质量毫秒级磁星的形成。

假如 “Merger-novae” 喷射物集中于赤道方向, 那么我们将极难观测到它们与短暴成协, 因为两者方向近于垂直, 除非两者喷射物半张角大到足以在视线方向上产生叠加。对于这类现象, 我们只能利用光学盲巡天予以搜寻证认, 由于其光谱偏紫外, 与光谱偏红外的 LP 新星可以比较容易区分, 它们对引力波快速精确定位也将起到积极作用。尤其在喷射物质量很小时, 此时 LP 新星的亮度很低, 而 “Merger-novae” 的亮度却较高, 因此更容易探测到。

由于 YGZ13 模型对喷射物的不透明采用传统的 Ia 型超新星的不透明度 (Fe 不透明度), 与真实的重元素不透明度有很大差异, 如果采用重元素不透明度, 那么计算得到的辐射亮度将被压低, 辐射可能向红端移动, 同时持续时间会增加, 这都有利于未来的观测。

此外, 即使是通常的喷射物质量较大 (约 $10^{-2} M_{\odot}$) 的 LP 新星, 磁星风也可以加热和加速喷射物, 形成附加的辐射。在不透明度较小时, 这些辐射集中于紫外区; 在不透明度较大时, 这些辐射会移向光学—近红外区, 使得 LP 新星的光学—近红外辐射亮度提升。

我们将以上各种模型的主要假设与对应的暂现源的主要性质总结在表 1 中。

表 1 LP 新星的几种重要模型的性质

模型	LP98	Met10	BK13	TH13	GKRP14	YZG13
喷射物质量 / M_{\odot}	10^{-2}	10^{-2}	$10^{-3} \sim 10^{-1}$	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	$10^{-4} \sim 10^{-2}$
不透明度 / $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$	0.2	0.1	$10^{\text{①}}$	$10^{\text{①}}$	$10^{\text{①}}$	0.2
是否考虑 重元素	是	是	是	是	是	否
是否考虑 ^{56}Ni 等元素	否	否	是	是	是	否
是否考虑 磁星	否	否	否	否	否	是
持续时标 ^② /d	2	2	10	10	3	7
峰值亮度 ^② / $\text{J} \cdot \text{s}^{-1}$	10^{37}	10^{34}	10^{34}	10^{34}	10^{33}	10^{36}
峰值绝对星等 ^② /mag	-21	-14	-14	-14	-12	-19
参考文献	[86]	[88]	[90]	[91]	[103]	[94]

注: ① 此处不透明度仅针对重元素的情形, 对于相对轻元素, 不透明度为 $0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ 。

② LP98 的情形中, 为光学—紫外波段; YZG13 的情形中, 紫外特别明亮, 这里仅讨论其光学波段的亮度; 其余都限于仅光学—近红外波段。

2.7 LP 新星与其他类似光学暂现源的区分

致密星并合抛射出的富中子物质不仅会产生上述的 LP 新星与“Merger-nova”, 还会通过与星周介质的相互作用而产生多波段辐射, 我们可以将 LP 新星、Merger-nova 与超新星进行类比, 将富中子喷射物与星周介质的相互作用产生的辐射与超新星遗迹 (SNRs) 类比, 它们分别代表不同的范畴。

Nakar 和 Piran^[95] 与 Piran 等人^[63] 考虑了致密星并合后形成的亚相对论性喷射物与星周介质相互作用导致的长时间射电余辉, Takami 等人^[138] 考虑了喷射物与星周介质作用产生的 X 射线辐射, 这些类型的辐射因为不在光学—近红外波段, 因此不会对 LP 新星的观测造成干扰。

Gao 等人^[96] 假设双中子星合并后形成大质量磁星, 磁星风可以将低质量 (等于或小于 $10^{-4} M_{\odot}$ 量级) 的喷射物驱动到相对论性, 相对论性喷射物与密度较大的星周介质撞击将产生激波, 激波加速电子产生多波段余辉 (见图 8)。Wu 等人^[97] 将 PTF11agg 解释为这类现象导致的电磁波暂现源, Wang 与 Dai^[139] 将 PTF11agg 解释为磁星激发的正负电子对与星周介质碰撞产生的反向激波辐射。无论用哪一种模型解释, 这类现象的光学成分都是将来探测 LP 新星需要辨别区分的现象, 由于 PTF11agg 伴随射电辐射, 因此可排除 LP 新星模型, 但对于将来未探测到射电辐射仅探测到光学辐射的情形, 需要通过光变曲线和光谱予以区分。

白矮星的吸积诱发坍缩 (AIC) 过程^[140-144], 也将喷射出一定质量自由核子组成的离心力支撑的盘, 这些自由核子将很快聚变为 ^{56}Ni 与其他铁族元素, ^{56}Ni 的衰变将驱动光学辐射。

AIC 导致的光学暂现源的亮度略超过 LP 新星, 但低于典型的 Merger-nova 亮度。由于光谱偏红, 所以它们容易与光谱偏紫的 Merger-nova 区分, 但与光谱同样偏红的 LP 新星的辨别要困难一些。

2.8 LP 新星与超新星的异同

LP 新星并非超新星的简单对应物。致密星合并后喷射物中 ^{56}Ni 的比例较低, Met10 的计算表明, LP 新星能源主要来自重元素裂变与 β 衰变, BK13 模型虽然考虑了 ^{56}Ni , 但质量也不超过重元素质量; 超新星则主要由 $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ 衰变链提供能源。BK13 模型的计算还表明, 在考虑重元素不透明度后, 光变曲线与谱能分布均与 Fe 不透明度情形不同, 而且因为重元素吸收, 紫外部分和光学部分的辐射将被大大削弱, 大量能量在红外波段, 使得 LP 新星的辐射偏红; 而超新星大部分能量集中于可见光波段。

另一方面, LP 新星与超新星在亮度上并没有明确界限。上面的模型计算表明, 对于双中子星并合的情形, LP 新星将在前身星并合数天内达到峰值亮度, 典型值约为 $10^{35} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 量级, 但喷射物质量与速度变化时, 峰值亮度也会因此产生较大变化, 从 -12 mag 到 -16 mag 都有可能。

作为比较, 核坍缩型超新星的峰值绝对星等一般约在 -15 mag 到 -20 mag 之间, 但已经发现在这个范围之外的例子, 例如, Pastorello 等人^[145] 将峰值星等为 -12 mag 的光学暂现源 M85 OT2006-1 解释为一个核坍缩型超新星, 不过 Kulkarni 等人^[146] 将其解释为恒星并合事件。即使 M85 OT2006-1 并非核坍缩型超新星, 依然有其他的核坍缩型超新星峰值星等大于 -16 mag 甚至大于 -14 mag , 如图 9 所示。

电子俘获超新星 (ECSNe) 爆发后仅喷射出少量的 ^{56}Ni , 例如 SN 1997D 的 ^{56}Ni 质量约为 $0.002 M_{\odot}$ ^[147, 148], 是典型的 I 型超新星产生的 ^{56}Ni 质量的 1% 左右。SN 2005cs 的性质与 SN 1997D 类似^[149, 150], 这类超新星为低亮度 IIP 型超新星 (LLSNeIIP), 由于观测上的选择效应, 这类暗的核坍缩型超新星在以前被发现的数目并不多; 但是, 随着未来光学宽场巡天的蓬勃发展, 将有越来越多这类核坍缩型超新星被发现。

因为 LP 新星与核坍缩型超新星的峰值绝对星等存在交叠, 如果仅凭峰值亮度来命名这类事件, 那么有一些核坍缩型超新星也可以被称为 “kilonovae”, 因为它们的峰值亮度与 LP 新星相当, 这是我们不采用 “kilonovae” 命名 LP 新星的原因之一。

假如将来在数百 Mpc 内发生的短暴伴随着亮的 LP 新星, 其可探测性比较大^[37], 因为其持续时间与持续时间数月甚至近 1 年的核坍缩型超新星相比短得多, 且光谱偏红外, 所以比较容易将其与暗的核坍缩型超新星区别开来。

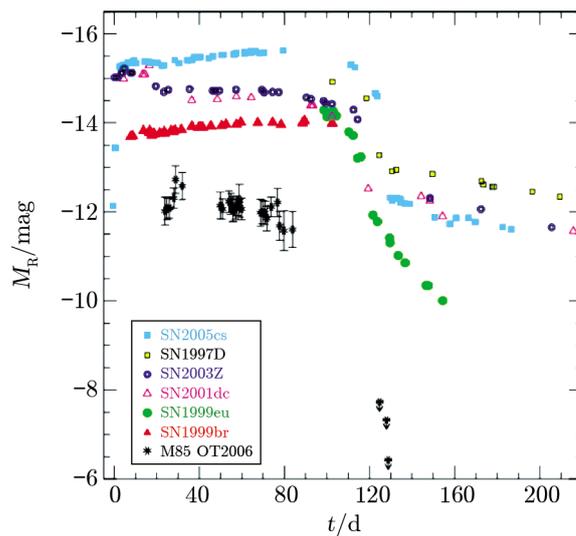


图 9 低亮度 IIP-SNe^[145]

7 个超新星的峰值绝对星等都大于 -16 mag, 暗于较明亮的 LP 新星。这些超新星都是 IIP 型超新星, 光变曲线有着持续 100 d 左右的平台相。

3 短暴及其余辉与 LP 新星的关系

早在 20 世纪八九十年代, 人们就发现了伽玛暴持续时间的双模分布^[151–153] 与硬度差别^[153], 从而以 $T_{90} = 2$ s 为界将伽玛暴分为长暴与短暴。源自致密星并合的伽玛暴一般是短暴, 直接源自大质量恒星爆发的伽玛暴一般为长暴, 后者伴随核坍缩型超新星爆发。

T_{90} 的确定依赖于探测器敏感能区与敏感度, 以 2 s 为界的双模分布由 CGRO^[154, 155] 的选择效应所导致, Swift^[156] 时代还发现有极少数持续时间超过 4 s 甚至 100 s 的低红移长暴未呈现出与大质量恒星爆发有关的特征^[157], 且它们的瞬时辐射性质与短暴存在类似性^[158], 同时有一些很可能源自大质量恒星爆发的高红移长暴在其当地参照系内的 $T_{90} \lesssim 2$ s^[159–161], 这使得时间长短与前身星类型之间的对应性变模糊。因此, Zhang^[162] 以及 Zhang 等人^[163, 164] 将伽玛暴分为 I 型暴与 II 型暴, 对应的前身星分别为致密星并合与大质量恒星; 在这个方案中, I 型伽玛暴由致密星并合产生, II 型伽玛暴由大质量恒星爆发产生。

最近, Bromberg 等人^[165] 建议将 0.8 s 作为区分短暴与长暴的时间分界点, 并认为两者分别对应致密星并合与大质量恒星坍缩; 但即使将分界时间调整到 0.8 s, 仍然有 $T_{90} \gtrsim 0.8$ s 的近距离伽玛暴 (GRB 080905A) 未发现超新星存在的证据^[49], 因此仅通过调整临界时间无法解决前身星问题。此外, 根据 Bromberg 等人^[165] 提出的持续时间–硬度判据, GRB 051221A 与 GRB 070724A 应属于坍缩星产生的暴, 但观测也未发现它们伴随超新星的证据。因此, 这套判据难以给出关于长暴与短暴的更好的物理分类。

由于大部分短暴都满足 I 型暴特征, 因此我们默认“短暴 \approx I 型暴”, 并把那些时间超过

2 s、但未探测到伴随的超新星信号的长暴也归类为短暴。不过, 必须注意的是, Berger^[49] 总结的 2005 年到 2014 年近 8 a 间观测到的短暴样本不包括时间超过 2 s 的任何暴, 也未采用那些在当地系中 $T_{90} \lesssim 2$ s 但很可能源自大质量恒星爆发的暴。

Swift 卫星升空至 2014 年的 9 a 多时间内, 共探测到 77 个短暴; 此外, HETE-2^[166] 与 INTEGRAL 也发现数个短暴。因此, 从 2005 年至 2014 年, 共有约 80 个短暴被探测到。

3.1 短暴的前身星模型与宿主星系类型

尽管有一些理论研究^[167, 168] 认为有些短暴可能源自大质量恒星的外激波或激波突破; 但更多理论研究认为, 大多数甚至绝大多数短暴源自双中子星并合^[38, 169–183]、中子星—黑洞并合^[173, 174, 176, 184–186]、黑洞—白矮星并合^[187]、双白矮星并合^[170, 171, 179, 188]、白矮星诱发坍缩^[189] 等过程, 以上模型除了最后一种, 其他都可以统称为“致密星并合”模型。此外, 有一小部分 BATSE 观测到的短暴本质上是低红移处(约 50 Mpc 内) 磁星活动导致的软重复暴(SRGs)(磁星巨闪耀模型), 据估计^[61], BATSE 观测到的短暴中为 SRGs 的比例 $\lesssim 5\%$ 。也有模型认为 $M \approx 5 \times 10^{14}$ g 的原初黑洞(primitive black holes, PBHs) 蒸发也将在现阶段产生短暴^[190–194], 但这类事件产生的短暴不大可能在银河系外被观测到^[195], 因此可以肯定, 宇宙学距离上的短暴不可能源自原初黑洞蒸发爆炸。

以上的这些短暴模型中, 最有可能并获得最多研究的是双中子星并合模型与中子星—黑洞并合模型。尽管在 2005 年后的短时间内, 人们一度以为短暴宿主星系大多数为恒星形成非常不活跃的早型星系, 但更多、更完备的观测表明, 大部分短暴宿主星系为晚型星系, 比例约 50%, 早型星系比例约 20%, 不到晚型星系一半, 剩余一部分星系无法确定种类^[196]。

虽然单纯的星系形态已无法为短暴成因提供强限制, 但短暴发生处与星系核的偏离距离却可以弥补这个缺憾。大质量恒星一般形成于宿主星系中紫外—光学辐射最明亮的区域, 它们一般位于比较靠近中心的位置。虽然它们诞生时有一定的奔逃速度, 但速度一般很小, 经历约 $10^6 \sim 10^7$ a 时期的燃烧与奔逃, 爆发为核坍缩型超新星甚至长暴的时候, 与诞生地的位置偏离很小, 此时恒星形成还很活跃。以上这些期望的特征都与观测到的结果相符合: 长暴的宿主星系都是恒星形成星系^[197–199], 且长暴一般位于宿主星系最明亮区域, 与宿主星系核距离较小。

与长暴相反的是, 短暴很可能源自双中子星或中子星—黑洞并合。这些致密星在并合时的地点与曾经的核坍缩型超新星爆发地点有很大的偏离, 因为核坍缩型超新星爆发时的“踢出(kick) 机制”将使得新生中子星的速度加速约为 $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (更准确的范围约为 $20 \sim 140 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$), 经过约 10^8 a 的运动, 与核坍缩型超新星前身星的距离约为 10 kpc。以上为粗略的数量级估计, 更详细的计算预言致密星并合形成的短暴爆发位置与宿主星系核的平均距离为 $5 \sim 7$ kpc; 观测表明, 投影距离为 4.5 kpc, 略低于理论值的下限。此外, 10% 的短暴爆发位置与宿主星系核的距离大于或约为 20 kpc, 超出了宿主星系半径, 因此在观测上就成为“无宿主星系”的短暴, 这些观测都是对致密星并合模型的强有力支持^[49, 195, 196, 200–211]。

此外, 所有与近距离短暴的光学—近红外对应物有关的观测都未发现短暴与超新星成协^[212–216], 这也意味着短暴不直接源于大质量恒星爆发, 同时也是对短暴的致密星并合模型

的间接支持。

3.2 短暴瞬时辐射、延展发射与 X 射线耀发

对短暴的统计研究表明, 它们的平均 γ 射线流量约为 $2 \times 10^{-13} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($15 \sim 150 \text{ keV}$)^[49, 217, 218]。对于那些已经 (通过宿主星系红移的测定) 确定出红移的短暴, 可以计算出它们的各向同性 γ 射线能量 $E_{\gamma, \text{iso}} \approx 10^{42} \sim 10^{45} \text{ J}$, 比长暴的对应范围低 1~2 个量级, 与致密星并合模型计算出的值 (约 10^{44} J 量级) 相符合, 这是对致密星并合模型的另一个间接支持。

短暴的瞬时辐射一般比长暴硬, 它们的 E_p 平均值约为 400 keV , 为长暴 E_p 平均值的 2 倍^[219, 220]; 此外, 短暴的谱延迟 τ 一般为 $0 (\pm 20 \text{ ms})$ ^[221, 222], 这是它们与长暴的一个明显区别, 后者一般 ≥ 0 。

有一部分短暴在瞬时辐射后还跟随持续约 $10 \sim 100 \text{ s}$ 的延展发射^[221-227], 它们可能来自新生磁星辐射^[228-231], 或 r 过程元素加热阻滞后的回落吸积产生的辐射^[232], 或相对论性外流与非简并伴星相互作用产生^[233]。

短暴中有一部分还具有 X 射线耀发, 这些耀发与长暴的 X 射线耀发有类似性质^[234], 它们可能来自双子星并合后新生的大质量磁星的磁重联^[113], 或吸积盘引力不稳定性/磁通变化导致的间断回落吸积^[235, 236], 或被抛入高离心率轨道物质的回落吸积导致^[237], 也可能由外流与暴周介质相互作用引发的磁重联产生^[238]。

3.3 短暴的多波段余辉

由于有相当一部分短暴的前身星不处于恒星形成星系, 其星周密度普遍较低, $n \lesssim 1 \text{ cm}^{-3}$, 典型值约等于或小于 0.1 cm^{-3} , 根据射电余辉与光学余辉限制, 可以分别得到 $n \lesssim 1 \text{ cm}^{-3}$ 与 $n \lesssim 0.15 \text{ cm}^{-3}$ ^[49], 与理论预期大致符合。但也有一部分短暴处于恒星形成星系, 因此星周密度相对较高。总体而言, 短暴的星周密度在量级上低于长暴的星周密度 ($n \approx 1 \sim 10 \text{ cm}^{-3}$), 这使得它们的多波段余辉普遍比长暴暗约两个量级^[54], 且它们的亮度会在约 $100 \text{ s} \sim 1 \text{ h}$ 的时间内迅速衰减, 这要求伽玛暴探测器被触发后能够在数分钟时间内精确对准暴源, 这超出了 HETE-2 与 Swift 之前的伽玛暴探测器的要求; 因此直到 2005 年 5 月, 才由 Swift 观测到短暴的余辉^[211-213, 239, 240], 比长暴余辉的首批观测^[241-245] 与测距^[245] 晚了 8 年。

Berger^[49] 对 2005 年 1 月到 2013 年 1 月之间探测到的约 70 个短暴进行了统计, 这个样本有 67 个事件由 Swift 探测到, 2 个由 HETE-2 探测到, 1 个由 INTEGRAL 探测到。统计表明, Swift 探测到的 67 个短暴中有 53 次事件在被探测到后的 100 s 内得到 Swift-XRT 的跟踪观测, 47 个事件 (89%) 被探测到 X 射线余辉, 略低于长暴的探测率; 3 个非 Swift 探测的短暴的 X 射线余辉也分别被 XRT 与钱德拉 X 射线望远镜 (Chandra) 观测到。这 50 个被探测到 X 射线余辉的事件中, 28 个事件 (56%) 的 X 射线辐射超过 103 s , 剩余 22 个事件的 X 射线亮度在 103 s 内迅速衰减到 XRT 的探测阈之下^[49]。

Berger^[49] 的统计还表明, 47 个 Swift 发现并获得 XRT 精确定位的短暴中, 37 个获得后续的深度光学观测 (剩余 10 个未获得深度后随光学观测的事件中, 6 个因为视线而受到

银河系消光与/或亮星污染, 另外 4 个缺乏深度余辉与宿主星系探测), 其中 21 个 (57%) 在 0.4 ~ 30 h 后探测到光学余辉, 星等在 21 ~ 26 mag 之间, 这个比例与长暴的光学余辉探测率也相当。此外, 3 个非 Swift 探测的短暴的光学余辉都被探测到^[49]。

短暴的射电余辉的探测率远不如 X 射线与光学余辉探测率。28 个短暴中仅有 3 个 (GRB 050724A, GRB 051221A 与 GRB 130603B) 探测到射电余辉, 比例仅为 11%^[49], 作为比较, 长暴的射电余辉探测率约为 30%^[246]。

理论与观测都认为短暴也存在喷流拐折现象, 这必须通过余辉多色光变曲线的拐折来验证并计算。但由于余辉暗弱, 使得观测非常困难, 至今仅有 4 个短暴测量到喷流半张角 (GRB 051221A, GRB 090426, GRB 111020A 与 GRB 130603B), $\theta_j \approx 3^\circ \sim 8^\circ$ ^[247]。此外, 一些短暴的余辉光变曲线在约 1 d 后未出现拐折, 给出了喷流半张角的下限为 $3^\circ \sim 25^\circ$ ^[247], 根据这些数据可以粗略估计出短暴的喷流半张角平均值约 7° , 因此这些短暴的真实 γ 射线能量 $E_\gamma = [1 - \cos(\theta_j)]E_{\gamma, \text{iso}} \approx 10^{44} \text{ J}$ ^[247] 或者 $(0.5 \sim 5) \times 10^{42} \text{ J}$ ^[49]。

3.4 短暴研究与 LP 新星研究的互相促进

由于引力波暴尚未发现, 目前还没有任何通过盲巡天方式确认出的 LP 新星, 至今唯一的 LP 新星的候选体是通过研究伽玛暴的光学—近红外对应物确认出来的, 这使得伽玛暴及其余辉的研究在未来 10 年左右对于研究 LP 新星有重要的辅助价值。在未来比较长时间内, 必须通过对短暴光学—近红外对应物的观测研究提取其中可能存在的 LP 新星信号, 或者说, 在这段时期内, LP 新星的研究无法离开短暴的研究。

反过来, LP 新星的研究也将大大促进短暴有关性质尤其是前身星系统性质的研究。如果我们在将来的观测研究中能够以光谱学方法确认出其中含有 LP 新星, 就可以直接断定相应的短暴源自双中子星并合或中子星—黑洞并合。更进一步, 根据推导出的喷射物质量以及动力学演化, 还可以确定出前身星系统是双中子星还是中子星—黑洞, 并可以推断出前身星系统中的中子星或双中子星的物态方程软硬, 以及并合后可能形成的磁星的一些重要性质。

如果致密星并合能够同时产生短暴与 LP 新星, 我们就可以称之为“短暴—LP 新星成协”, 这是“长暴—超新星成协”^[248–251] 的一个类比。相对于长暴—超新星成协的丰富观测与有力证实^[252–260], “短暴—LP 新星成协”的观测远未成熟, 至今只获得一个可能的测光证据, 尚未获得光谱学上最直接的 (smoking gun) 证据。如果能够在短暴的光学—近红外对应物中提取出 LP 新星的光变曲线与光谱, 那将是对 LP 新星理论和重核合成理论的强有力支持, 也验证了至少一部分短暴源自双中子星并合或中子星—黑洞并合, 进一步的计算将有可能更细致地区分出爆发的更具体来源, 这是研究 LP 新星的另一个重要意义。

一方面由于短暴与 LP 新星的关系极为密切, 另一方面由于引力波暴、中微子暴以及其他与致密星并合有关的电磁波暂现源尚未获得观测的直接证实, 或者研究深度远不如短暴的研究深度。从短暴余辉被确定 (2005 年) 到现在, 所有与 LP 新星搜寻及研究有关的工作都是根据短暴的光学—近红外对应物的特征进行的。在下篇中, 我们对 LP 新星早期/近期的观测进行介绍, 这本质上将是介绍确认“短暴—LP 新星”成协的过程。

4 结论

从1998年Li与Paczynski首先完整提出LP新星辐射转移理论到现在,经过17年的努力,LP新星的理论得到了重要的进展。早期的研究以Fe不透明度为喷射物不透明度,辐射集中于光学—紫外波段。近几年的研究考虑了重元素不透明,辐射集中于光学—近红外波段。更仔细的研究则表明,这些事件很可能包含了两个主要成分,即Fe族元素与重元素,它们对应的辐射分别在光学—紫外波段与光学—近红外波段,两者的叠加使得光变曲线与光谱相当复杂。这些理论不仅自身具有重要的研究价值,同时也为制定观测策略提供了重要参考。

由于双中子星并合在一些情况下有可能形成大质量毫秒级磁星,这些磁星的偶极辐射注入将加热喷射物,使得辐射与动力学都与中心天体为黑洞的情形有较大差异,这类可能的LP新星被称为“Merger-nova”。在喷射物质量极小时,它们会比一般情形下的LP新星明亮得多。

致谢

感谢南京大学天文与空间科学学院黄永锋教授提供的帮助与有益的建议。感谢南京大学天文与空间科学学院王灵俊的有益讨论。

参考文献:

- [1] Baade W, Zwicky F. *Phys. Rev.*, 1934, 46: 76
- [2] Colgate S A, Johnson M H. *Phys. Rev. Lett.*, 1960, 5: 235
- [3] Hillebrandt W. *A&A*, 1982, 110: L3
- [4] Wilson J R. *Numerical Astrophysics*. Tokyo: Kluwer, 1985: 422
- [5] Bethe H A. *Reviews of Modern Physics*, 1990, 62: 4
- [6] Woosley S E, Heger A, Weaver T A. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74: 4
- [7] Heger A, Fryer C L, Woosley S E, et al. *ApJ*, 2003, 591: 288
- [8] Woosley S E, Janka H T. *Nature Physics*, 2005, 1: 147
- [9] Janka H T, Langanke K, Marek A, et al. *Phys. Rep.*, 2007, 442: 38
- [10] Janka H T. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2012, 62: 407
- [11] Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. *ApJL*, 1973, 182: L85
- [12] Fishman G J, Meegan C A. *ARA&A*, 1995, 33: 415
- [13] Piran T. *Phys. Rep.*, 1999, 314: 575
- [14] Mészáros P. *ARA&A*, 2002, 40: 137
- [15] Zhang B, Mészáros P. *Int.J. Mod.Phys.A*, 2004, 19: 2385
- [16] Piran T. *Reviews of Modern Physics*, 2004, 76: 1143
- [17] Mészáros P. *Reports on Progress in Physics*, 2006, 69: 2259
- [18] Zhang B. *ChJAA*, 2007, 7: 1
- [19] Heise J, in't Zand J, Kippen M, et al. *AIPC*, 2003, 662: 229
- [20] Kippen M, Woods P, Heise J, et al. *AIPC*, 2003, 662: 244
- [21] Barraud C, Olive J F, Lestrade J P, et al. *A&A*, 2003, 400: 1021
- [22] Barraud C, Daigne F, Mochkovitch R, et al. *A&A*, 2005, 440: 809

- [23] D'Alessio V, Piro L, Rossi E M. *A&A*, 2006, 460: 653
- [24] Gendre B, Galli A, Piro, L. *A&A*, 2007, 465: 13
- [25] Rosswog S. *International Journal of Modern Physics D*, 2015, 24: 5
- [26] Ruffert M, Janka H T, Schaefer G. *A&A*, 1996, 311: 532
- [27] Calder A C, Wang E Y M. *ApJ*, 2002, 570: 303
- [28] Cutler C, Thorne K S. <http://arxiv.org/pdf/gr-qc/0204090v1.pdf>, arXiv:gr-qc/0204090, 2002
- [29] Faber J A, Rasio F A. *Phys. Rev. D*, 2002, 65: 8
- [30] Shibata M, Uryū K. *Progress of Theoretical Physics*, 2002, 107: 265
- [31] Shibata M, Taniguchi K, Uryū K. *Phys. Rev. D*, 2003, 68: 8
- [32] Shibata M, Taniguchi K, Uryū K. *Phys. Rev. D*, 2005, 71: 8
- [33] Kramer M, Stairs I H, Manchester R N, et al. *Sci.*, 2006, 314: 97
- [34] Oechslin R, Janka H T. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 12
- [35] Anderson M, Hirschmann E W, Lehner L, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 19: 101
- [36] Shibata M, Kyutoku K, Yamamoto T, et al. *Phys. Rev. D*, 2009, 79: 4
- [37] Metzger B D, Berger E. *ApJ*, 2012, 746: 48
- [38] Eichler D, Livio M, Piran T, et al. *Nature*, 1989, 340: 126
- [39] Ruffert M, Janka H T, Takahashi K, et al. *A&A*, 1997, 319: 122
- [40] Ruffert M, Janka H T. *A&A*, 1999, 344: 573
- [41] Rosswog S, Ramirez-Ruiz E. *MNRAS*, 2003, 343: L36
- [42] Rosswog S, Ramirez-Ruiz E, Davies M B. *MNRAS*, 2003, 345: 1077
- [43] Rosswog S. *ApJ*, 2005, 634: 1202
- [44] Aloy M A, Janka H T, Müller E. *A&A*, 2005, 436: 273
- [45] Janka H T, Aloy M A, Mazzali P A, et al. *ApJ*, 2006, 645: 1305
- [46] Birkel R, Aloy M A, Janka H T, et al. *A&A*, 2007, 463: 51
- [47] Nakar E. *Phys. Rep.*, 2007, 442: 166
- [48] Rezzolla L, Giacomazzo B, Baiotti L, et al. *ApJL*, 2011, 732: L6
- [49] Berger E. *ARA&A*, 2014, 52: 43
- [50] Panaitescu A, Kumar P, Narayan R. *ApJL*, 2001, 561: L171
- [51] D'Avanzo P, Malesani, D, Covino S, et al. *A&A*, 2009, 498: 711
- [52] De Pasquale M, Schady P, Kuin N P M, et al. *ApJL*, 2010, 709: L146
- [53] Kann D A, Klose S, Zhang B, et al. *ApJ*, 2010, 720: 1513
- [54] Kann D A, Klose S, Zhang B, et al. *ApJ*, 2011, 734: 96
- [55] Nicuesa Guelbenzu A, Klose S, Greiner J, et al. *A&A*, 2012, 548: 101
- [56] Rosswog S, Liebendörfer M. *MNRAS*, 2003, 342: 673
- [57] Setiawan S, Ruffert M, Janka H T. *MNRAS*, 2004, 352: 753
- [58] Setiawan S, Ruffert M, Janka H T. *A&A*, 2006, 458: 553
- [59] Sekiguchi Y, Kiuchi K, Kyutoku K, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107: 1102
- [60] Rosswog S, Liebendörfer M, Thielemann F-K, et al. *A&A*, 1999, 341: 499
- [61] Lee W H, Ramirez-Ruiz E. *New Journal of Physics*, 2007, 9: 17
- [62] Goriely S, Bauswein A, Janka H T. *ApJL*, 2011, 738: L32
- [63] Piran T, Nakar E, Rosswog S. *MNRAS*, 2013, 430: 2121
- [64] Rosswog S. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 2013, 371: 20272
- [65] Hotokezaka K, Kyutoku K, Shibata M. *Phys. Rev. D*, 2013a, 87: 044001
- [66] Hotokezaka K, Kiuchi K, Kyutoku K, et al. *Phys. Rev. D*, 2013b, 88: 044006
- [67] Hotokezaka K, Kyutoku K, Tanaka, M, et al. *ApJL*, 2013c, 778: L16
- [68] Bauswein A, Goriely S, Janka H T. *ApJ*, 2013, 773: 78
- [69] Lattimer J M, Schramm D N. *ApJL*, 1974, 192: L145
- [70] Lattimer J M, Schramm D N. *ApJ*, 1976, 210: 549
- [71] Sybaldy E, Schramm D N. *Astrophysical Letters*, 1982, 22: 143

- [72] Freiburghaus C, Rosswog S, Thielemann F-K. *ApJL*, 1999, 525: L121
- [73] Korobkin O, Rosswog S, Arcones A, et al. *MNRAS*, 2012, 426: 1940
- [74] Woosley S E, Hoffman R D. *ApJ*, 1992, 395: 202
- [75] Meyer B S, Howard W M, Mathews G J, et al. *ApJ*, 1992, 399: 656
- [76] Takahashi K, Witt J, Janka H T. *A&A*, 1994, 286: 857
- [77] Woosley S E, Wilson J R, Mathews G J, et al. *ApJ*, 1994, 433: 229
- [78] Qian Y-Z. *ApJL*, 2000, 534: L67
- [79] Wanajo S, Itoh N, Ishimaru Y, et al. *ApJ*, 2002, 577: 853
- [80] Argast D, Samland M, Thielemann F-K, et al. *A&A*, 2004, 416: 997
- [81] Boyd R N, Famiano M A, Meyer B S, et al. *ApJL*, 2012, 744: L14
- [82] Arcones A, Janka H T, Scheck L. *A&A*, 2007, 467: 1227
- [83] Roberts L F, Woosley S E, Hoffman R D. *ApJ*, 2010, 722: 954
- [84] Fischer T, Whitehouse S C, Mezzacappa A, et al. *A&A*, 2010, 517: 80
- [85] Winteler C, Käppeli R, Perego A, et al. *ApJL*, 2012, 750: L22
- [86] Li L-X, Paczyński B. *ApJL*, 1998, 507: L59
- [87] Kulkarni S. <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0510256v1.pdf>, arXiv:astro-ph/0510256, 2005
- [88] Metzger B D, Martí nez-Pinedo G, Darbha S, et al. *MNRAS*, 2010, 406: 2650
- [89] Roberts L F, Kasen D, Lee W H, et al. *ApJL*, 2011, 736: L21
- [90] Barnes J, Kasen D. *ApJ*, 2013, 775: 18
- [91] Tanaka M, Hotokezaka K. *ApJ*, 2013, 775: 113
- [92] Tanaka M, Hotokezaka K, Kyutoku K, et al. *ApJ*, 2014, 780: 31
- [93] Kisaka S, Ioka K, Takami H. *ApJ*, 2015, 802: 119
- [94] Yu Y W, Gao H, Zhang B. *ApJL*, 2013, 776: L40
- [95] Nakar E, Piran T. *Nature*, 2011, 478: 82
- [96] Gao H, Ding X, Wu X F, et al. *ApJ*, 2013, 771: 86
- [97] Wu X F, Gao H, Ding X, et al. *ApJL*, 2014, 781: L10
- [98] Gao H, Zhang B, Wu X F, et al. *Phys. Rev. D*, 2013, 88: 043010
- [99] van den Bergh S. *AJ*, 2010, 140: 1043
- [100] Arnett W D. *ApJ*, 1982, 253: 785
- [101] Kasen D, Badnell N R, Barnes J. *ApJ*, 2013, 774: 25
- [102] Rosswog S, Korobkin O, Arcones A, et al. *MNRAS*, 2014, 439: 744
- [103] Grossman D, Korobkin O, Rosswog S, et al. *MNRAS*, 2014, 439: 757
- [104] Law N M, Kulkarni S R, Dekany R G, et al. *PASP*, 2009, 121: 1395
- [105] Rau A, Kulkarni S R, Law N M, et al. *PASP*, 2009, 121: 1334
- [106] Ivezic Z, et al. <http://arxiv.org/pdf/0805.2366v4.pdf>, arXiv:astro-ph/0805.2366, 2008
- [107] LSST Science Collaborations. <http://arxiv.org/pdf/0912.0201v1.pdf>, astro-ph,arXiv:0912.0201, 2009
- [108] Chevalier R A. *ApJL*, 1993, 411: L33
- [109] Brown G E. *ApJ*, 1995, 440: 270
- [110] Wettig T, Brown G E. *New Astronomy*, 1996, 1: 17
- [111] Bethe H A, Brown G E. *ApJ*, 1998, 506: 780
- [112] Bethe H A, Brown G E, Lee C. <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0510378v1.pdf>, arXiv:astro-ph/0510378, 2005
- [113] Dai Z G, Wang X Y, Wu X F, et al. *Sci.*, 2006, 311: 1127
- [114] Giacomazzo B, Perna R. *ApJL*, 2013, 771: L26
- [115] Lattimer J M, Prakash M. <http://arxiv.org/pdf/1012.3208v1.pdf>, arXiv:1012.3208, 2010
- [116] Valentim R, Rangel E, Horvath J E. *MNRAS*, 2011, 414: 1427
- [117] Demorest P B, Pennucci T, Ransom S M, et al. *Nature*, 2010, 467: 1081
- [118] Antoniadis J, Freire, P C C, Wex, N, et al. *Sci.*, 2013, 340: 448
- [119] van Kerkwijk M H, Breton R P, Kulkarni S R. *ApJ*, 2011, 728: 95

- [120] Nomoto K, Sugimoto D, Sparks W M, et al. *Nature*, 1982, 299: 803
- [121] Poelarends A J T, Herwig F, Langer N, et al. *ApJ*, 2008, 675: 614
- [122] Wanajo S, Nomoto K, Janka H T, et al. *ApJ*, 2009, 695: 208
- [123] Wanajo S, Janka H T, Müller B. *ApJL*, 2011, 726: 15
- [124] Podsiadlowski P, Langer N, Poelarends A J T, et al. *ApJ*, 2004, 612: 1044
- [125] Schwab J, Podsiadlowski P, Rappaport S. *ApJ*, 2010, 719: 722
- [126] Zhang B. *ApJL*, 2013, 763: L22
- [127] Kasen D, Bildsten L. *ApJ*, 2010, 717: 245
- [128] Woosley S E. *ApJL*, 2010, 719: L204
- [129] Inserra C, Smartt S J, Jerkstrand A, et al. *ApJ*, 2013, 770: 128
- [130] Nicholl M, Smartt S J, Jerkstrand A, et al. *Nature*, 2013, 502: 346
- [131] Howell D A, Kasen D, Lidman C, et al. *ApJ*, 2013, 779: 98
- [132] McCrum M, Smartt S J, Kotak R, et al. *MNRAS*, 2014, 437: 656
- [133] Vreeswijk P M, Savaglio, S, Gal-Yam, A, et al. *ApJ*, 2014, 797: 24
- [134] Nicholl M, Jerkstrand A, Inserra C, et al. *MNRAS*, 2014, 444: 2096
- [135] Wang S Q, Wang L J, Dai Z G, Wu X F. *ApJ*, 2015, 799: 107
- [136] Wang S Q, Wang L J, Dai Z G, Wu X F. *ApJ*, 2015, Accepted
- [137] Metzger B D, Piro A L. *MNRAS*, 2014, 439: 3916
- [138] Takami H, Kyutoku K, Ioka K. *Phys. Rev. D*, 2014, 89: 063006
- [139] Wang L J, Dai Z G. *ApJL*, 2013, 774: L33
- [140] Canal R, Schatzman E. *A&A*, 1976, 46: 229
- [141] Nomoto K, Kondo Y. *ApJL*, 1991, 367: L19
- [142] Fryer C. *ApJ*, 1999, 522: 413
- [143] Darbha S, Metzger B D, Quataert E, et al. *MNRAS*, 2010, 409: 846
- [144] Fryer C. *ApJ*, 2009, 707: 193
- [145] Pastorello A, Della Valle M, Smartt S J, et al. *Nature*, 2007, 449: 1
- [146] Kulkarni S, Ofek E O, Rau A, et al. *Nature*, 2007, 447: 458
- [147] Turatto M, Mazzali P A, Young T R, et al. *ApJL*, 1998, 498: L129
- [148] Chugai N N, Utrobin V P. *A&A*, 2000, 354: 557
- [149] Maund J R, Smartt S J, Danziger I J. *MNRAS*, 2005, 364: L33
- [150] Li W, Van Dyk S D, Filippenko A V, et al. *ApJ*, 2006, 641: 1060
- [151] Mazets E P, Golenetskii S V, Ilinskii V N, et al. *Ap&SS*, 1981, 80: 3
- [152] Norris J P, Cline T L, Desai U D, et al. *Nature*, 1984, 308: 434
- [153] Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. *ApJL*, 1993, 413: L101
- [154] Gehrels N, Chipman E, Kniffen D. *ApJS*, 1994, 92: 351
- [155] Pacieras W S, Meegan C A, Pendleton G N, et al. *ApJS*, 1999, 122: 465
- [156] Gehrels N, Chincarini G, Giommi P, et al. *ApJ*, 2004, 611: 1005
- [157] Fynbo J P U, Watson D, Thöne C C, et al. *Nature*, 2006, 444: 1047
- [158] Gehrels N, Norris J P, Barthelmy S D, et al. *Nature*, 2006, 444: 1044
- [159] Greiner J, Kröhler, T, Fynbo J P U, et al. *ApJ*, 2009, 693: 1610
- [160] Tanvir N R, Fox D B, Levan, A J, et al. *Nature*, 2009, 461: 1254
- [161] Salvaterra R, Della Valle M, Campana S, et al. *Nature*, 2009, 461: 1258
- [162] Zhang B. *Nature*, 2006, 444: 1010
- [163] Zhang B, Zhang B-B, Liang E-W, et al. *ApJL*, 2007b, 655: L25
- [164] Zhang B, Zhang B-B, Virgili F J, et al. *ApJ*, 2009, 703: 1696
- [165] Bromberg O, Nakar E, Piran T, et al. *ApJ*, 2013, 764: 179
- [166] Ricker G R, Atteia J-L, Crew G B, et al. *AIPC*, 2003, 662: 3
- [167] Zhang W, Woosley S E, MacFadyen A I. *ApJ*, 2003, 586: 356
- [168] Waxman E, Mészáros P. *ApJ*, 2003, 584: 390

- [169] Blinnikov S I, Novikov I D, Perevodchikova T V, et al. *Soviet Astronomy Letters*, 1984, 10: 177
- [170] Paczyński B. *ApJL*, 1986, 308: L43
- [171] Goodman J. *ApJL*, 1986, 308: L47
- [172] Goodman J, Dar A, Nussinov S. *ApJL*, 1987, 314: L51
- [173] Paczyński B. *Acta Astronomica*, 1991, 41: 257
- [174] Narayan R, Paczyński B, Piran T. *ApJL*, 1992, 395: 83
- [175] Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 1992, 397: 570
- [176] Mochkovitch R, Hernanz M, Isern J, et al. *Nature*, 1993, 361: 236
- [177] Jaroszynski M. *Acta Astronomica*, 1993, 43: 183
- [178] Jaroszynski M. *A&A*, 1996, 305: 839
- [179] Katz J I, Canel L M. *ApJ*, 1996, 471: 915
- [180] Ruffert M, Janka H T. *A&A*, 1999, 344: 573
- [181] Rosswog S, Ramirez-Ruiz E. *MNRAS*, 2002, 336: L7
- [182] Rosswog S, Ramirez-Ruiz E, Davies M B. *MNRAS*, 2003, 345: 1077
- [183] Rosswog S, Piran T, Nakar E. *MNRAS*, 2013, 430: 2585
- [184] Lee W H, Kluźniak W. *Acta Astronomica*, 1995, 45: 705
- [185] Kluźniak W, Lee W H. *ApJL*, 1998, 494: L53
- [186] Janka H T, Eberl T, Ruffert M, et al. *ApJL*, 1999, 527: L39
- [187] Fryer C L, Woosley S E, Herant M, et al. *ApJ*, 1999, 520: 650
- [188] Levan A J, Wynn, G A, Chapman R, et al. *MNRAS*, 2006, 368: L1
- [189] Vietri M, Stella L. *ApJL*, 1999, 527: L43
- [190] Hawking S W. *Nature*, 1974, 248: 30
- [191] Cline D B, Hong W. *ApJL*, 1992, 401: L57
- [192] Cline D B, Sanders D A, Hong W. *ApJ*, 1997, 486: 169
- [193] Cline D B, Matthey C, Otwinowski S. *AIPC*, 1998, 428: 221
- [194] Cline D B, Matthey C, Otwinowski S. *ApJ*, 1999, 527: 827
- [195] Bloom J S, Prochaska J X, Pooley D, et al. *ApJ*, 2006, 638: 354
- [196] Fong W, Berger E, Chornock R, et al. *ApJ*, 2013, 769: 56
- [197] Paczyński B. *ApJL*, 1998, 494: L45
- [198] Bloom J S, Kulkarni S R, Djorgovski S G. *AJ*, 2002, 123: 1111
- [199] Fruchter A S, Levan A J, Strolger L, et al. *Nature*, 2006, 441: 463
- [200] Barthelmy S D, Chincarini G, Burrows D N, et al. *Nature*, 2005, 438: 994
- [201] Berger E, Kulkarni S R, Fox D B, et al. *ApJ*, 2005, 634: 501
- [202] Lee W H, Ramirez-Ruiz E, Granot J. *ApJL*, 2005, 630: L165
- [203] Oechslin R, Janka H T. *MNRAS*, 2006, 368: 1489
- [204] Berger E. *ApJ*, 2007, 670: 1254
- [205] Berger E, Cenko S B, Fox D B, et al. *ApJ*, 2009, 704: 877
- [206] Fong W, Berger E, Fox D B. *ApJ*, 2010, 708: 9
- [207] Berger E. *ApJ*, 2010, 722: 1946
- [208] Fong W, Berger E, Chornock R, et al. *ApJ*, 2011, 730: 26
- [209] Berger E. *New Astronomy Review*, 2011, 55: 1
- [210] Fong W F, Berger E. *ApJ*, 2013b, 776: 18
- [211] Berger E, Price P A, Cenko S B, et al. *Nature*, 2005, 438: 988
- [212] Hjorth J, Watson D, Fynbo J P U, et al. *Nature*, 2005, 437: 859
- [213] Hjorth J, Sollerman J, Gorosabel J, et al. *ApJL*, 2005, 630: L117
- [214] Soderberg A M, Berger E, Kasliwal M, et al. *ApJ*, 2006, 650: 261
- [215] Kocevski D, Thöne C C, Ramirez-Ruiz E, et al. *MNRAS*, 2010, 404: 963
- [216] Rowlinson A, Wiersema K, Levan A J, et al. *MNRAS*, 2010, 408: 383
- [217] Gehrels N, Barthelmy S D, Burrows D N, et al. *ApJ*, 2008, 689: 1161

- [218] Nysewander M, Fruchter A S, Pe'er A. *ApJ*, 2009, 701: 824
- [219] Ghirlanda G, Nava L, Ghisellini G, et al. *A&A*, 2009, 496: 585
- [220] Ghirlanda G, Ghisellini G, Nava L. *MNRAS*, 2011, 418: L109
- [221] Norris J P, Bonnell J T. *ApJ*, 2006, 643: 266
- [222] Norris J P, Gehrels N, Scargle J D. *ApJ*, 2011, 735: 23
- [223] Lazzati D, Ramirez-Ruiz E, Ghisellini G. *A&A*, 2001, 379: L39
- [224] Connaughton V. *ApJ*, 2002, 567: 1028
- [225] Villasenor J S, Lamb D Q, Ricker G R, et al. *Nature*, 2005, 437: 855
- [226] Perley D A, Metzger B D, Granot J, et al. *ApJ*, 2009, 696: 1871
- [227] Norris J P, Gehrels N, Scargle J D. *ApJ*, 2010, 717: 411
- [228] Metzger B D, Quataert E, Thompson T A. *MNRAS*, 2008, 385: 1455
- [229] Metzger B D, Piro A L, Quataert E. *MNRAS*, 2008b, 390: 781
- [230] Bucciantini N, Metzger B D, Thompson T A, et al. *MNRAS*, 2012, 419: 1537
- [231] Gompertz B P, O'Brien P T, Wynn G A, et al. *MNRAS*, 2013, 431: 1745
- [232] Metzger B D, Arcones A, Quataert E, et al. *MNRAS*, 2010b, 402: 2771
- [233] MacFadyen A I, Ramirez-Ruiz E, Zhang W. <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0510192v1.pdf>, arxiv:astro-ph/0510192, 2005
- [234] Margutti R, Chincarini G, Granot J, et al. *MNRAS*, 2011, 417: 2144
- [235] Proga D, Zhang B. *MNRAS*, 2006, 370: L61
- [236] Perna R, Armitage P J, Zhang B. *ApJL*, 2006, 636: L29
- [237] Rosswog S. *MNRAS*, 2007, 376: L48
- [238] Giannios D. *A&A*, 2006, 455: L5
- [239] Fox D B, Frail D A, Price P A, et al. *Nature*, 2005, 437: 845
- [240] Gehrels N, Sarazin C L, O'Brien P T, et al. *Nature*, 2005, 437: 851
- [241] van Paradijs J, Groot P J, Galama T, et al. *Nature*, 1997, 386: 686
- [242] Galama T, Groot P J, van Paradijs J, et al. *Nature*, 1997, 387: 479
- [243] Costa E, Frontera F, Heise J, et al. *Nature*, 1997, 387: 783
- [244] Frail D A, Kulkarni S R, Nicastro L, et al. *Nature*, 1997, 389: 261
- [245] Metzger M R, Djorgovski S G, Kulkarni S R, et al. *Nature*, 1997, 387: 878
- [246] Chandra P, Frail D A. *ApJ*, 2012, 746: 156
- [247] Fong W, Berger E, Metzger B D, et al. *ApJ*, 2014, 780: 118
- [248] Woosley S E, Bloom J S. *ARA&A*, 2006, 44: 507
- [249] Hjorth J, Bloom J S. *Gamma-Ray Bursts*. Kouveliotou C, Wijers R A M J, Woosley S, eds. Cambridge: Cambridge University Press, 2012: 169
- [250] Cobb B E. *IAUS*, 2012, 279: 83
- [251] 王善钦, 戴子高, 吴雪峰. *天文学进展*, 2014, 32: 481
- [252] Galama T J, Vreeswijk P M, van Paradijs J, et al. *Nature*, 1998, 395: 670
- [253] Stanek K Z, Matheson T, Garnavich P M, et al. *ApJL*, 2003, 591: L17
- [254] Malesani D, Tagliaferri G, Chincarini G, et al. *ApJL*, 2004, 609: L5
- [255] Pian E, Mazzali P A, Masetti N, et al. *Nature*, 2006, 442: 1011
- [256] Berger E, Chornock R, Holmes T R, et al. *ApJ*, 2011, 743: 204
- [257] Cano Z, Bersier D, Guidorzi C, et al. *ApJ*, 2011, 740: 41
- [258] Melandri A, Pian E, Ferrero P, et al. *A&A*, 2012, 547: 82
- [259] Xu D, de Ugarte Postigo A, Leloudas G, et al. *ApJ*, 2013, 776: 98
- [260] Cenko S B, Gal-Yam A, Kasliwal M M, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013, 14998: 1

Research Developments in Li-Paczyński Novae (I): Theoretical Aspect

WANG Shan-qin^{1,2}, DAI Zi-gao^{1,2}, WU Xue-feng^{3,4,5}

(1. School of Astronomy and Space Science, Nanjing University, Nanjing 210093, China; 2. Key Laboratory of Modern Astronomy and Astrophysics, Ministry of Education, Nanjing 210093, China; 3. Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing, 210008, China; 4. Chinese Center for Antarctic Astronomy, Chinese Academy of Sciences, Nanjing, 210008, China; 5. Joint Center for Particle Nuclear Physics and Cosmology of Purple Mountain Observatory-Nanjing University, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008, China)

Abstract: Neutron rich matter ejected after compact object merger (neutron star-neutron star merger and neutron star-black hole merger) provides one of the most important environments of syntheses of r-process elements. In recent seventeen years, theoretical studies have proposed that heat produced during the decay of r-process elements can produce optical/near infrared radiation after thermalization. This type of optical/near infrared transients is called Li-Paczyński novae, or LP-novae for short. Since the typical peak luminosity of LP-novae is ~ 1000 times brighter than that of typical novae, they are also called Kilonovae. Besides, both theoretical and observational studies have showed, directly or indirectly, that under certain conditions, compact object mergers can produce short gamma-ray bursts (SGRBs for short, $T_{90} \lesssim 2$ s), and most SGRBs may come from compact object mergers. After the identification of SGRB afterglows, dedicated searches of LP-novae from SGRBs have been taken. In this review we present the theoretical progress of LP-novae. Observational aspect will appear in the upcoming paper.

Key words: gamma-ray bursts; Li-Paczyński novae; r-process; magnetars; black holes