

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.04.05

GRB 130427A/SN 2013cq 与伽玛 射线暴—超新星成协

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: 从 1998 年 4 月初步确认 GRB 980425/SN 1998bw 成协, 至 2013 年 9 月确认 GRB 130831A/SN 2013fu 成协, 共有 11 对伽玛暴与超新星成协事件通过光谱学方法得到确认。对伽玛暴—超新星成协的详细研究大大深化了人们对伽玛暴与 Ic 型超新星的认知, 并推进了人们对大质量恒星演化、死亡以及爆发机制的研究; 对它们的多波段余辉的性质以及超新星光谱的观测与分析间接地揭示出伽玛暴—超新星中心引擎的性质。这些事件中, GRB 130427A/SN 2013cq 具有特殊的重要性: 它是近距离宇宙中唯一的高能、高亮度的伽玛暴, 它的 GeV 辐射挑战了当前的伽玛暴辐射机制, 伴随它的明亮光学闪提供了爆炸本性的有用线索, 伴随它的 SN 2013cq 是伽玛暴成协的超新星中动能最大的超新星之一, 对伴随它的中微子探测的零结果也对伽玛暴的瞬时辐射模型给出了有用的限制。总结了 GRB 130427A/SN 2013cq 的重要观测结果, 这对于探索伽玛暴—超新星成协的本质及伽玛暴瞬时辐射和余辉的细节性质有非常重要的研究价值。

关键词: 伽玛射线暴; 超新星; 中子星; 黑洞

中图分类号: P172.3, P145.3 **文献标识码:** A

1 引 言

伽玛射线暴 (Gamma-Ray Bursts, 简称为“伽玛暴”, 英文缩写为 GRBs)^[1-5] 及 X 射线闪 (X-ray flashes, 英文缩写为 XRFs)^[6-9] 是宇宙中爆发的持续数毫秒到数千秒的伽玛射线/X 射线暂现现象, 在多数情况下, 我们将伽玛暴与 X 射线闪统称为伽玛暴。以 2 s 为粗略分界, 伽玛暴被分为短伽玛暴 (Short Gamma-Ray Bursts, 简称为“短暴”) 与长伽玛暴 (Long Gamma-Ray Bursts, 简称为“长暴”) 两类^[10], 一般情况下, 它们分别对应于 I 型暴与 II 型暴^[11-13]。

收稿日期: 2014-03-30; 修回日期: 2014-07-07

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

中心引擎是伽玛暴的最根本能量来源^[14]。长暴 (II 型暴) 中心引擎的主要模型有坍缩星模型^[15-17]、激波突破模型^[17-25]、磁星模型^[26, 27]、致密星相变模型^[28-32]、Supranova 模型^[33]、氦星并合模型^[34-36]等^①。短暴 (I 型暴) 的中心引擎模型主要有双中子星并合与中子星-黑洞并合模型^[37-41]，这些中子星与恒星级黑洞来自于并合前约数亿年时的大质量恒星爆炸。

与长暴 (II 型暴) 爆发有最密切关系的恒星级爆发现象为核坍缩型超新星 (Core-Collapse Supernovae, CCSNe)^[42-50]，核坍缩型超新星的主流模型为中微子延迟暴模型^[44, 51-57]。一些核坍缩型超新星光谱的 P-Cygni 轮廓以及吸收线明显宽于普通的超新星，它们被称为“宽线 (Broad-Line, BL)”超新星，动能超过 10^{45} J 的核坍缩型超新星被称为“Hypernovae (HNe)”^②。这两类超新星并不等同，但许多宽线超新星是 Hypernovae，许多甚至绝大多数 Hypernovae 是宽线超新星。

根据光谱特征，超新星可粗略分为 I 型超新星与 II 型超新星，前者的光谱无 H 或贫 H，后者的光谱富含 H。I 型与 II 型超新星还可进一步分为 Ia 型、Ib 型、Ic 型、IIP 型、IIL 型、IIb 型与 IIn 型^[61]^③，这些类型中，除了 Ia 型超新星为热核爆炸超新星之外，其余都是核坍缩型超新星。

Ib 型超新星前身星爆发前丧失全部或绝大部分 H 包层，Ic 型超新星前身星爆发前丧失 H 包层与绝大部分甚至全部 He 包层。伽玛暴理论要求产生伽玛暴的喷流受到的重子污染足够低 ($M_{\text{baryon}} \lesssim 10^{-5} M_{\odot}$)，此外，伽玛暴中心引擎活动时间 (t_{engine}) 必须超过喷流穿透前身星包层所用的时间 (t_{breakout})，半径过大的星体的包层会严重削弱甚至吞噬相对论性喷流，这意味着前身星半径越小^[70, 71]，越有利于形成伽玛暴。因此 Ic 型超新星的前身星 (它们至少有一部分是 Wolf-Rayet 星) 是所有大质量恒星中最有可能产生伽玛暴的。

如果观测到某个伽玛暴不久 (一般在半个月以内) 后，发现有超新星伴随这个伽玛暴，则将这种现象称为“伽玛暴与超新星成协”^[72-74]，与伽玛暴成协的超新星常常被简称为“伽玛暴-超新星 (GRB-SNe)”。

第一个被认为可能与超新星成协的伽玛暴为 GRB 980425，与其成协的超新星为 SN

^①致密星相变模型也用于解释短暴。原始的 Supranova 模型要求超新星比伽玛暴早数月时间爆发，这样才能为伽玛暴提供清洁的环境；但观测表明两者的爆发间隔仅数天甚至可能几乎同时发生，因此这个模型需要微调参数直到到满足这个时间间隔，不过这么短的间隔违背了这个模型最初的“为伽玛暴的产生提供清洁的环境”的动机。氦星并合模型与坍缩星模型在中心引擎机制上并无本质区别。但这个模型中，伽玛暴爆发时星体与诞生地距离超过 10 pc，因此星周介质不是星风轮廓，这可以解决星风抛射理论与部分长暴余辉观测的一些矛盾。

^②名词“Hypernovae (HNe)”在 1981 年 6 月 29 日 ~ 7 月 10 日的一次会议中由 Woosley 和 Weaver^[58] 首创 (会议文集于 1982 年出版)，用以描述那些能产生超大质量 ^{56}Ni 的“对不稳定超新星 (pair-instability supernovae, PISNe)”，此后这个概念于 1997 年 12 月被 Paczyński^[59] 用以描述伽玛暴及其余辉辐射 (文章于 1998 年正式发表)，然后于 1998 年 6 月被 Iwamoto 等人^[60] 用来命名那些动能 $\gtrsim 10^{45}$ J 的 Ic 型超新星，此后，其他类型 (如 IIb 型) 的动能 $\gtrsim 10^{45}$ J 的超新星也被称为“Hypernovae”。作为比较，普通超新星的动能为 10^{44} J 量级或者更小。Hypernovae 的 ^{56}Ni 产量大于一般的核坍缩型超新星，但是一般小于 Ia 型超新星 (热核爆炸超新星) 的 ^{56}Ni 产量。必须注意的是，尽管 Hypernovae 与超新星的动能相差约 1 个量级甚至 2 个量级，但它们的紫外-光学-红外波段的辐射能没有量级上的差异，都为 10^{42} J 量级。

^③除了以上比较常见的类型外，近几年来还发现了 Ib_n 型超新星^[62-67]。这类超新星与 II_n 型超新星类似，光谱中含有窄/中等宽度发射线；区别是，Ib_n 型超新星光谱含有的是 He 发射线，而 II_n 型对应的是 H α 发射线。此外，近年来还发现一些光变曲线上为 IIP 型、光谱上呈现 II_n 型超新星特征的交叉子类，它们被命名为 IIP-n 型或者 II_n-P 型超新星^[68, 69]。

1998bw, 图 1 为 SN 1998bw 的光变曲线与光谱^[75]。GRB 980425 没有光学余辉, 因此与之成协的超新星有可能是视线上重合而被误认为是与 GRB 980425 成协的事件; 虽然这个可能性小于 9×10^{-5} , 但无法完全排除。只有从某个伽玛暴的光学对应物的光谱与光变曲线中分别分解出超新星的光谱与光变曲线, 才可以作为证明这个伽玛暴伴随超新星爆发的最直接而无法推翻的证据。因此, GRB 980425 与 SN 1998bw 是不是物理上同源的事件, 还无法完全确定^①。

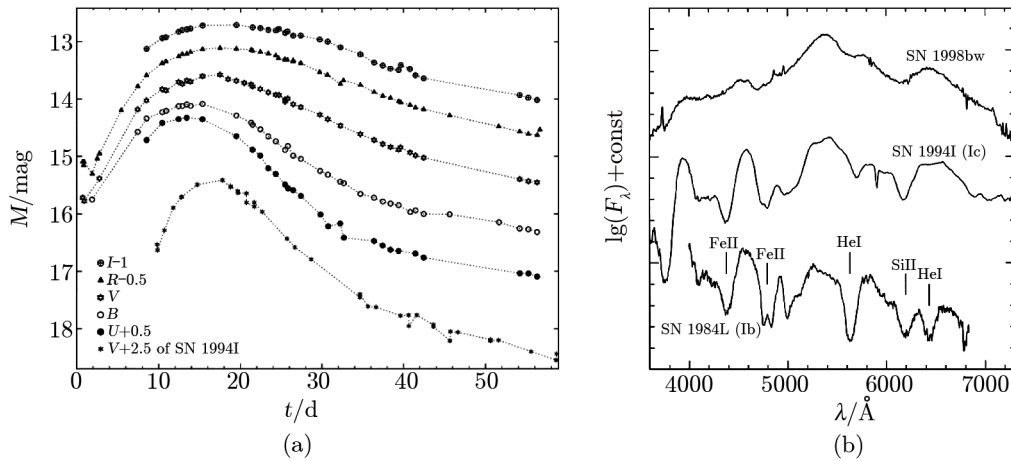


图 1 SN 1998bw 的光变曲线 (图 (a)) 与光谱 (图 (b))^[75]

由 (b) 可见, SN 1998bw 的光谱与 SN 1994I(Ic 型超新星) 类似, 但谱形更宽, 属于宽线 Ic 型超新星, 光谱中没有 He 吸收线, 与 Ib 型的 SN 1984L 差异很大。

此外, 因为 GRB 980425 各向同性能量 ($E_{\gamma, \text{iso}} = (9.29 \pm 0.35) \times 10^{40}$ J (1~10 000 keV)) 远低于正常长暴且并非宇宙学距离上的长暴 (红移 $z = 0.0085$), 因此, 即使 GRB 980425 与 SN 1998bw 成协, 人们仍无法确定典型能量 ($E_{\gamma, \text{iso}} \gtrsim 10^{44}$ J) 的宇宙学长暴能不能与超新星成协。

2003 年 4 月初, 人们从典型的宇宙学伽玛暴 GRB 030329 (各向同性能量 $E_{\gamma, \text{iso}} \approx 1.33 \times 10^{45}$ J (1 ~ 1×10^4 keV), 红移 $z = 0.1685$) 的光学对应物中的光谱与光变曲线中成功分解出 Ic 型超新星的光谱与光变曲线^[76-79], 伽玛暴与超新星成协被完全确认。图 2 与图 3 分别为 GRB 030329 光学对应物的光变曲线与光谱的分解。从图中可以看出, 它们可以分解为光学余辉与超新星贡献, 这个超新星被命名为 SN 2003dh。

Hjorth 和 Bloom^[74] 总结了从 1998 年到 2011 年发生的伽玛暴与超新星成协的事件, 并根据其观测质量将这些事件分为 A 等 (良好的光谱确认)、B 等 (次等的光谱确认)、C 等 (没有获得光谱确认但有较好的测光确认)、D 等 (与 C 类似但测光确认质量更低)、E 等 (与 D

^①同时必须感谢 GRB 980425 没有光学余辉污染, 使得人们轻易发现与之成协的 SN 1998bw; 如果 GRB 980425 有较强光学余辉, 光学暂现源的光变曲线将出现鼓包, 人们会倾向于用尘埃散射等机制解释鼓包, 而未必会认识到这是一个超新星导致的鼓包。这个在当时看来很可能已经是成协的事件, 使得此后天体物理学家努力寻找长暴尤其是近距离长暴光学对应物中可能存在的超新星成分, 并最终在 GRB 030329 的强光学余辉污染下分解出光学对应物中存在的超新星的光谱与光变曲线, 从而完全确认长暴与超新星可以源自同一颗前身星 (“成协”), 以及至少一部分长暴源自大质量恒星死亡之后的爆发。

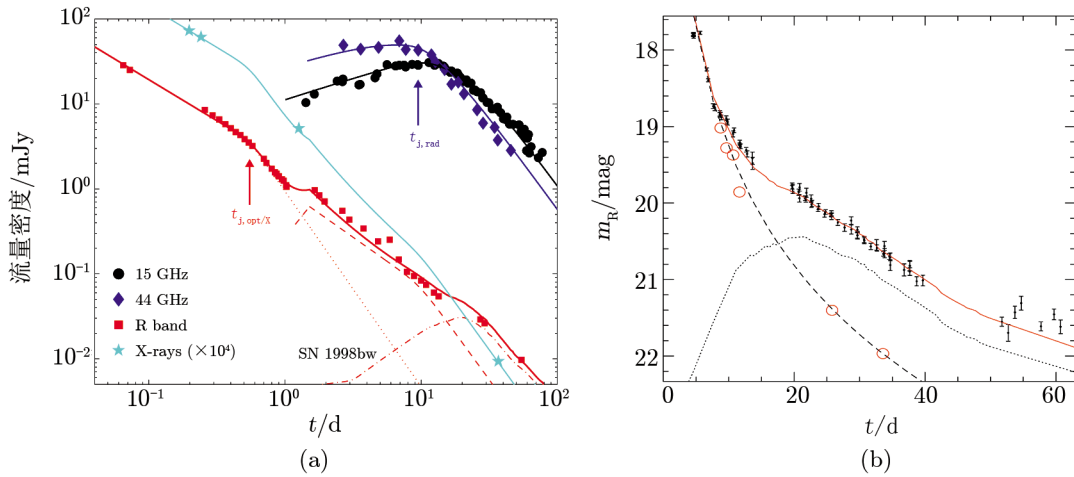


图 2 (a) GRB 030329 的光学对应物的光变曲线^[77]; (b) 光学暂现源 R 波段光变曲线分解为超新星光变曲线(点线)与余辉幂律曲线(划线)^[77]

(a) 光学光变曲线可以分解为光学余辉与超新星贡献, 图 (a) 中还可以看出 X 射线余辉与光学余辉以及射电余辉光变曲线的拐折, Berger 等人^[76] 将拐折解释为双喷流导致的现象。(b) 将 SN 1998bw 的 V 波段光变曲线乘以 $(1+z) = 1.1685$ 并移到对应星等, 可以得到一个很好的拟合。得到的超新星的光变曲线峰值视星等为 $m_R = 20.4 \text{ mag}$, 根据这个拟合, 不需要引入伽玛暴与超新星爆发的时差, 虽然假定两者有 2 d 的差异会使得拟合更好一些, 但没有必要。这个拟合说明伽玛暴与超新星同时爆发是最自然的解释。

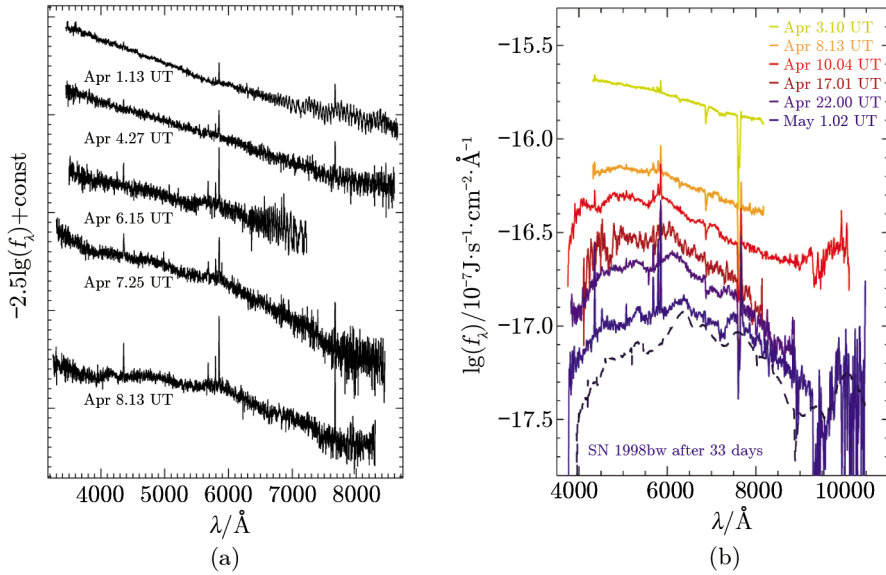


图 3 GRB 030329 的光学对应物的光谱随着时间的变化及其与 SN 1998bw 光谱的比较

(a) 显示, 随着时间增加, 光学对应物从幂律形状逐渐变为黑体谱形状, 表明光学余辉逐渐减弱, 超新星成分逐渐增强, 光学暂现源的流强从由光学余辉主导演变为由超新星主导^[78]。由 (b) 可见, 爆发 1 个月后的 SN 2003dh 的光谱与 SN 1998bw 存在显著的类似性^[79]。

类似但测光确认质量更低) 5 个等级, 我们在这里将 A、B、C 这 3 个等级的时间分别称为黄金事件、白银事件与青铜事件。

从 1998 年 4 月到 2014 年 5 月, 通过光谱研究共确认出 11 对伽玛暴与超新星成协事件, 它们是: GRB 980425/SN 1998bw^[60, 75]、GRB 030329/SN 2003dh^[76-80]、GRB 031203/SN 2003lw^[81-83]、XRF 060218/SN 2006aj^[84-86]、GRB 091127/SN 2009nz^[87, 88]、XRF 100316D/SN 2010bh^[89-94]、GRB 120422A/SN 2012bz^[95, 96]、GRB 130215A/SN 2013ez^[97, 98]、GRB 130427A/SN 2013cq^[99-102]、GRB 130702A/SN 2013dx^[103, 104]、GRB 130831A/SN 2013fu^[98, 105], 除了 SN 2013ez 可能是普通的 Ic 型超新星之外, 其余 10 个都是宽线 Ic 型超新星^①, 同时大部分是 Hypernovae。根据它们精确的光谱和光变曲线, 可以推断出它们的重要爆炸参数, 因此这 11 个 GRB-SNe 属于“黄金事件”(A 等事件)。

除了 11 对黄金事件之外, 另有 7 个 GRB-SNe 获得粗糙的光谱, 并在光学暂现源的光变曲线中分解出清晰的鼓包 (bump/hump)。由于提取超新星光谱时未能精确扣除宿主星系光谱, 而是将宿主星系光谱视为平谱予以扣除, 或者因为较远使得信噪比偏低, 获得的超新星光谱不够精确, 因此属于次等质量的事件, 即“白银事件”(B 等事件), 它们是 GRB 011121/SN 2001ke^[109-111]、XRF 020903^[112, 113]、GRB 021211/SN 2002lt^[114]、GRB 050525A/SN 2005nc^[115]、GRB 081007/SN 2008hw^[116-118]、GRB 101219B/SN 2010ma^[119-121]、GRB 111211A^[122]。这类事件的信噪比偏低, 因此可靠性低于黄金事件。

除上述 18 对事件外, 另有约 20 个伽玛暴的光学对应物虽然未获得超新星的光谱证认, 但光变曲线可以分解为光学余辉贡献与鼓包贡献, 一般认为这些鼓包是由于超新星贡献了流强^[123], 相比之下, 尘埃回光的解释^[124, 125] 则难以与数据拟合^[126]。根据鼓包的取样质量高低, 它们被依次分为 C 等、D 等与 E 等。其中 C 等与 A 等、B 等的事件通常被认为是具有强有力证据的伽玛暴与超新星成协事件^[127]。

图 4 给出了大质量恒星坍缩后分别通过内激波与外激波产生长暴瞬时辐射与多波段余辉的基本物理图景^[128]。图中虽然没有给出超新星爆发的描述, 但坍缩后的星体的大部分物质会因为中微子延迟暴机制或其他可能机制而被抛射出去, 被加热后的喷射物最终发射出近紫外-光学-近红外辐射, 产生超新星演示。

在过去 16 a 探测到的所有伽玛暴与超新星成协事件中, GRB 130427A/SN 2013cq 是最奇特的事件。

^①GRB-SNe 的光谱分类仍然存在一点争议, 如 SN 1998bw 在爆发 1 a 后完全进入星云相, 此时的光谱与 SN 1996N(Ib 型超新星) 及 SN 1993J(IIb 型超新星) 很类似^[106], 在 SN 2010bh 的光谱之中, 也发现了 He 特征线, 这似乎说明它们并不属于明确的 Ic 型超新星。但必须注意的是, 除 IIb 型超新星外, 我们对其他大部分种类的超新星的光谱分类是依据光极大时而不是依据星云相时, 而且 Ic 型超新星光谱也确实会存在弱 He 线, 甚至存在 H α 线, 一些 Ib 型超新星的光谱中也有少量 H α 线 (见 Filippenko 的综述^[61] 及其中的参考文献), 但是, 并不能因此将这些超新星划分为 II 型超新星。存在弱 He 线是部分 Ic 型超新星的特征之一, 例如 Filippenko 等人^[107] 在 Ic 型超新星 SN 1994I 峰值亮度仅 1 个月之后的光谱中发现强 He I λ 10830 线; 因此, 这些存在弱 He 线特征的 GRB-SNe 依然可以被划分为 Ic 型 SNe。此外, 对于 SN 2013ez, 根据仅有的 1 条光谱进行的分析, 表明它不是宽线 Ic 型超新星而是普通 Ic 型超新星, 但必须注意的是, 超新星只要在某个时刻的光谱为宽线, 即可认为是宽线超新星, 即, 宽线超新星并非在任何时刻都呈现宽线特征, 例如 SN 2002ap, 在呈现宽线特征后数天就呈现为普通 Ic 型超新星特征^[108], 因此, 也许 SN 2013ez 在被测到光谱前曾经呈现出宽线 Ic 的特征; 但在被测量到光谱时, 这个特征消失了, 更深入的讨论, 见 Cano 等人^[98] 的文章。

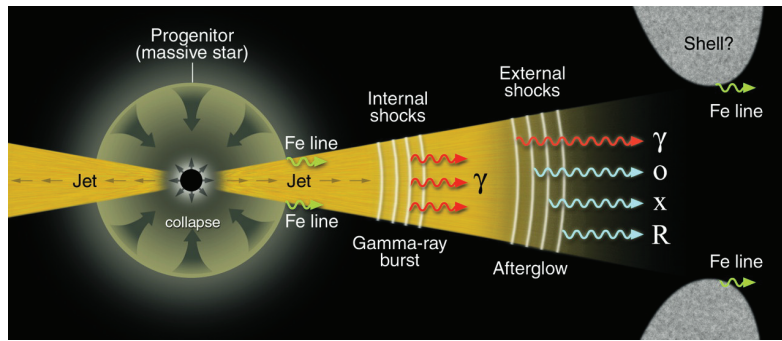


图 4 大质量恒星坍缩形成相对论性喷流并产生长暴的瞬时辐射与多波段余辉的图示^[128]

在这个模型中, 相对论性喷流中的快壳层与慢壳层碰撞产生内激波, 加速电子使其在喷流参照系中达到相对论性, 这些相对论性电子发射高能光子, 形成长暴的瞬时辐射; 相对论性喷流与星周介质相互作用产生外激波, 加速电子使其达到相对论性并产生 X 射线、光学、射电等多波段余辉。

2013 年 4 月 27 日 07:47:06.42 (UT), Fermi-GBM 探测到 GRB 130427A^[129, 130], 此时 Swift 正执行预定中的旋转, 因此直到 51.1 s 之后, 即 07:47:57.51 (UT), Swift-BAT 才探测到 GRB 130427A^[131], Swift-BAT 给出的位置为: RA(J2000)=11h32min33s, Dec(J2000) = +27°41′29″, 误差圆半径为 3′ (90% 置信度)。此外, Konus-Wind^[132]、RHESSI^[133]、AGILE^[134] 与 SPI-ACS/INTEGRAL^[135] 也分别探测到 GRB 130427A。

当 GRB 130427A 触发 Swift-BAT 时, 为瞬时辐射贡献主要流量的第 1 部分已经结束, 因此, Swift-BAT 触发时间不能作为一个可用的参考时间^[136], Fermi-GBM 被触发的时刻 (2013 年 4 月 27 日 07:47:06.42 (UT)) 常被作为 GRB 130427A 开始的时刻, 记为 t_0 。

Swift 上的 XRT 与 UVOT 分别在 BAT 被触发后 140.2 s ($t - t_0 = 190.8$ s) 与 147 s ($t - t_0 = 197$ s) 开始探测 GRB 130427A 的 X 射线余辉与光学/紫外对应物^[131], XRT 确定的 GRB 130427A 的位置为: RA(J2000)=11h32min32.69s, Dec(J2000)=+27°42′46.4″, 误差圆半径为 4.7″ (90% 置信度), 与 BAT 的定位相距 75″, 且在 BAT 误差圆内。

后续的观测与计算表明 GRB 130427A 是一个典型的高能、高亮度伽玛暴, 各向同性能量 $E_{\gamma, \text{iso}} \approx 10^{47}$ J, 是此前被完全确认与超新星成协的伽玛暴的 100 倍到 10^6 倍; 由于红移仅为 0.3399, 使得它的 γ 射线波段的流量极高, 是迄今为止观测到的最明亮的几个伽玛暴之一。作为对比, 2013 年之前发现的“黄金事件”中, 仅有 GRB 030329 (与 SN 2003dh 成协) 与 GRB 091127 (与 SN 2009nz 成协) 具有较高能量与亮度, 并能与 GRB 130427A 一样用黑洞-吸积盘系统驱动模型解释^[76, 88]; 其他“黄金事件”都是低能 ($E_{\gamma, \text{iso}} \approx 10^{41} \sim 10^{44}$ J)、低亮度事件^[138, 139], 这些低能、低亮度伽玛暴的光学余辉很弱或者没有, X 射线余辉一般较弱, 晚期射电观测表明它们具有拟球形、中等相对论性喷流^[94, 137], 它们并不严格遵守“延迟-亮度 (lag-luminosity) 关系”^[140] (但一般服从 Amati 关系^[141]), 一般认为, 这些低亮度事件可能源自激波突破而不来自黑洞-吸积盘系统^①。更进一步, 即使是能量与亮度相对正常的 GRB

^①不过, Zhang 等人^[142]的研究表明, 低能、低亮度伽玛暴 GRB 120422A 不能用激波突破模型解释, 而只能由相对论性喷流通过内激波或者其他耗散机制产生。因此, 能量与亮度高低无法作为判断中心引擎类型的唯一判据。

030329 与 GRB 091127, 它们的各向同性能量也仅分别为 1.3×10^{45} J 与 $(0.9 \sim 1.4) \times 10^{45}$ J, 约为 GRB 130427A 的 1/100; 因此, 在近距离宇宙中, GRB 130427A 的高能与高亮度特征无疑是令人惊讶与振奋的。

GRB 130427A 比较奇特的瞬时辐射性质引发了热烈的研究与讨论。同时, 因为其近距离, GRB 130427A 拥有非常明亮的光学闪与非常明亮的多波段余辉, 为人们研究典型的高能、高亮度伽玛暴的余辉性质提供了非常优越的条件。

与 GRB 130427A 成协的超新星 SN 2013cq 也是 1 个宽线 Ic 型超新星, 同时是至今为止动能最高的 GRB-SNe 之一。

此外, 可能伴随 GRB 130427A 的中微子未被探测到, 这个零结果可对重子加速机制理论进行较好的限制。

本文对 GRB 130427A 的瞬时辐射、中微子探测、早期光学闪、多波段余辉、伴随的超新星 (SN 2013cq) 与宿主星系多种特性进行介绍, 并对其中的个别问题提出进一步的看法。

2 GRB 130427A 瞬时辐射与高能中微子研究

理论认为, 经典的高能、高亮度长暴由极端相对论性喷流的无碰撞 (collisionless) 内激波^[143, 144]加速的电子通过同步辐射、逆康普顿散射 (IC) 或同步自康普顿散射 (SSC) 产生^①, 也可能通过光球辐射机制^[146, 147], 或内碰撞诱导磁重联与湍动 (Internal-collision-induced Magnetic Reconnection and Turbulence, ICMART) 机制^[148, 149]产生^②。

理论研究^[154-157]还表明, 假如长暴源自内激波中 1 阶 Fermi 加速机制后的电子的同步辐射与逆康普顿散射, 那么这些激波在加速电子的同时也将加速质子, 使其成为超高能宇宙线 (Ultra-High Energy Cosmic Rays, UHECRs) 的重要组成部分; 这些超高能质子与火球中的 MeV 光子碰撞 (p- γ 过程) 及其他质子碰撞 (p-p 过程), 将产生 π^\pm 介子、 π^0 介子与 K^\pm 介子, 这些介子的级联衰变将产生超高能中微子、光子与正负电子对^③。相对论性喷流扫过星系介质类型的星周介质也将可能产生超高能宇宙线与超高能中微子^[158], 相对论性喷流与星风类型介质的星周介质作用则可能产生高能宇宙线 (High Energy Cosmic Rays, HECRs) 与高能中微子^[159]。

假如长暴的瞬时辐射不是源自内激波, 而是源自重子为主的光球辐射, 那么质子-质子

^①Paczynski 和 Xu^[145]也提出了伽玛暴的内激波模型, 但在这个模型中, γ 光子由质子-质子 (p-p) 碰撞产生的中性 π 介子衰变产生, 伽玛暴的能量一部分直接来自这些光子, 一部分间接来自带电 π 介子衰变产生的正负电子对。

^②内激波模型也考虑了光球辐射^[150], 真正与内激波机制相异的光球辐射机制将观测到的 Band 谱^[151, 152]全部解释为光球辐射。对 GRB 110721A 的研究^[153]表明, 至少有一些伽玛暴的 Band 谱源自非热辐射而不是光球辐射, 这意味着光球辐射模型不能解释所有伽玛暴的瞬时辐射; 因此至少有一部分伽玛暴源自其他机制, 如内激波、激波突破或者 ICMART 机制。Zhang 等人^[153]试图根据磁化参数 σ_0 统一解释近几年观测到的一些伽玛暴的瞬时辐射特征: 当 σ_0 较小时, 耗散半径较小, 光球辐射明亮; σ_0 中等时, 光球成分较弱, Band 成分由内激波或 ICMART 机制产生, 耗散半径较大; σ_0 足够大时, 光球辐射与内激波都被严重抑制, Band 成分由 ICMART 过程在更大的耗散半径处产生。

^③Paczynski 和 Xu^[145]的内激波模型已经考虑了内激波导致的高能中微子和 TeV 光子辐射, 在这个模型中, 质子-质子 (p-p) 碰撞导致的各种 π 介子衰变最终给出光子和中微子辐射, 形成伽玛暴和中微子暴以及 TeV 光子辐射。

(p-p) 或者质子-中子 (p-n) 的非弹性碰撞也将产生中微子, 但它们的能量低于上述模型产生的中微子。除了超高能宇宙线与高能中微子之外, 长暴的前身星爆发过程中还会伴随引力波辐射, 因此长暴的前身星的爆发本身是 1 个多信使源, 是将来多信使观测与研究^[160] 最重要观测对象之一。

由于 GRB 130427A 是近距离、高能伽玛暴, 对它的瞬时 (电磁波) 辐射与中微子发射的观测与分析可以检验伽玛暴形成机制以及涉及到的电子、质子加速与辐射出光子的机制, 因此具有特别重要的意义。本节我们将分析并总结 GRB 130427A 的瞬时辐射与中微子探测、研究的相关结果。

2.1 GRB 130427A 瞬时辐射的基本性质

Swift-BAT 从 t_0 时刻开始到此后 1830 s 的观测得出 GRB 130427A 的 $T_{90} = (276 \pm 5)$ s (15~150 keV)^[131], Swift-BAT 观测到的光变曲线分为 3 个部分^[161]: 第 1 部分从 $t=0.1$ s 开始, 在 $t=0.5$ s 到达峰值; 第 2 部分是整个光变曲线的主要部分, 持续约 20 s, 并表现出复杂的结构; 第 3 部分约在 $t \approx 120$ s 开始, 呈现快上升/指数衰减特征。

Perley 等人^[136] 获得了 15~50 keV 的 BAT 流强光变曲线与 0.3~10 keV 的 XRT 流强光变曲线, 见图 5。由图可见, GRB 130427A 的瞬时辐射在开始 (GBM 触发点为初始时间) 后的 0~20 s 极端强烈, 大部分能量在这个时间段内释放。图 5 (b) 表示 64 ms-binned 的 0~20 s 的光变曲线。图 5 (c) 表示对数 -binned 与标度处理后的图, 时间延伸到暴后 2000 s, 从中可以看出类幂律 (power-law-like) 下降特征, $F \propto t^{-1}$, 表明它是 GRB 130427A 的余辉成分。标度后的 XRT 流强也画在图 5 (c) 中, 显示出类似的谱演化特征, 但 X 射线光变曲线在 120~400 s 之间有 1 个耀发^[136]。

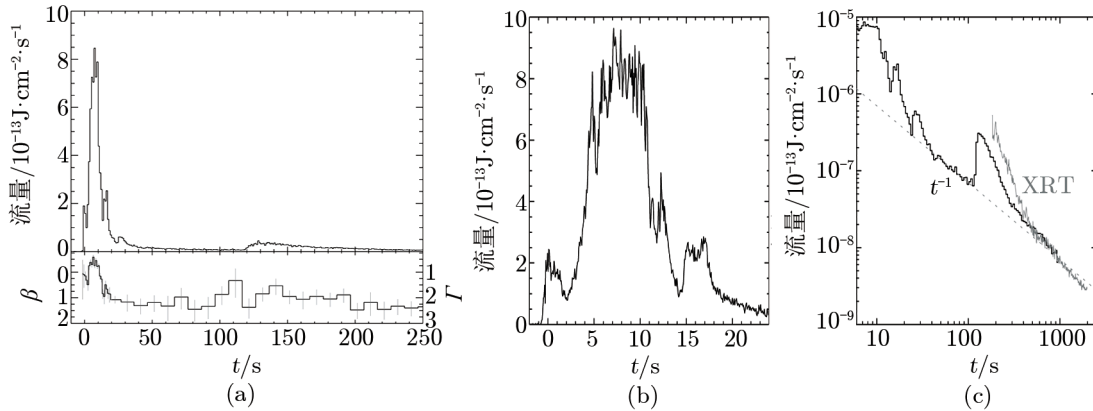


图 5 Swift-BAT 观测到的 GRB 130427A 的 15~50 keV 能段的瞬时辐射光变曲线 (图 (a)) 以及标度后的 XRT 光变曲线 (图 (b)) 与瞬时辐射晚期光变曲线 (图 (c)) 的比较^[136]

Fermi-GBM 从 t_0 开始之后的 400 s 内测到的来自 GRB 130427A 的流量约为 4.2×10^{-10} J·cm⁻² (10 keV~20 MeV), Fermi-LAT 从 t_0 开始之后的 100 ks 测到来自 GRB 130427A 的流量为 $(7 \pm 1) \times 10^{-11}$ J·cm⁻² (> 100 MeV), 因此 10 keV~100 GeV 之间的总流量为

$4.9 \times 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ^[162]。

Swift-BAT 测到的来自 GRB 130427A 瞬时辐射的峰值流强约 $100\,000 \text{ s}^{-1}$ (15~350 keV), 发生于 BAT 被触发前 40 s^[131], Swift-BAT 测得的总流量为 $(4.985 \pm 0.002) \times 10^{-11} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ (15~150 keV), Konus-Wind 在 0~18.7 s 测到的流量为 $(2.68 \pm 0.01) \times 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ (0.02 ~ 10 MeV), 这段时间测得的谱峰 $E_p = (1028 \pm 8) \text{ keV}$, 在 120~250 s 测到的流量约 $9 \times 10^{-12} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$, 能谱峰约 240 keV^[132]。因此, 相对前期流量而言, Konus-Wind 后期测到的流量非常小, 总和小于 Fermi 测到的总流量。

GRB 130427A 的流量不仅远超过伽玛暴的典型流量 (约 $10^{-13} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 量级), 也是自 1988 年以来第 1 个流量超过 $10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的伽玛暴^[136]。过去被探测到的伽玛暴中流量最大的是 GRB 840304^[163], 为 $3 \times 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$, 这个值超过 Swift-BAT 与 Konus-Wind 测到的 GRB 130427A 流量, 但低于 Fermi 测到的 GRB 130427A 流量 ($4.9 \times 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$)。此外, GRB 830801^[164] 的流量大于 $2 \times 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$, 虽然精确值不确定, 但不大可能超过 $4.9 \times 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。因此, GRB 130427A 很可能是有史以来流量最大的伽玛暴。为了便于比较, 我们将至今为止流量较大的 8 个伽玛暴的流量值列于表 1。

表 1 至今为止观测的流量较大的 8 个伽玛暴

伽玛暴	流量/ $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$	伽玛暴	流量/ $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$
GRB 130427A	4.9×10^{-10}	GRB 940703	7.8×10^{-11}
GRB 840834	3×10^{-10}	GRB 110918A	7.8×10^{-11}
GRB 830801	$> 2 \times 10^{-10}$	GRB 940217	6.6×10^{-11}
GRB 881024	$> 1 \times 10^{-10}$	GRB 080319B	6.2×10^{-11}

根据 GRB 130427A 的光学对应物的光谱可以确定出它的红移为 0.3399 ± 0.0002 ^[165-167], 据此可以算出它的各向同性能量 $E_{\gamma, \text{iso}}$ 。由于各小组采用的宇宙学参数以及覆盖能区不同, $E_{\gamma, \text{iso}}$ 的计算值存在一定差异。采用 $H_0 = 71 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$ 、 $\Omega_\Lambda = 0.73$ 的 Λ CDM 宇宙学模型, Ackermann 等人^[162] 根据 Fermi-GBM 与 LAT 测到的流量, 算出 $E_{\gamma, \text{iso}} = 1.40 \times 10^{47} \text{ J}$; Amati 等人^[168] 计算出的 $1 \sim 10^4 \text{ keV}$ 能区内的 $E_{\gamma, \text{iso}} \approx (1.05 \pm 0.15) \times 10^{47} \text{ J}$; Golenetskii 等人^[132] 计算出 $20 \sim 10^4 \text{ keV}$ 能区内的 $E_{\gamma, \text{iso}} \approx 8.5 \times 10^{46} \text{ J}$; Xu 等人^[100] 采用 $H_0 = 67.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$, 得出 $E_{\gamma, \text{iso}} \approx 9.61 \times 10^{46} \text{ J}$ 。这些值虽各不相同, 但都在 10^{47} J 左右。

GRB 130427A 的各向同性峰值亮度也非常大, $L_{\text{peak, iso}} = 2.7 \times 10^{46} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$ 。据 Salvaterra 等人^[169] 的亮度函数, 这样近距离的高能伽玛暴每过 60 多年才有可能出现 1 次^[161]。GRB 130427A 首次让人们可以以极高的精度测量、研究超高亮度伽玛暴及其多波段余辉的性质。

除了各向同性能量与亮度之外, 更重要的是真实能量与亮度。大多数伽玛暴的辐射很可能并非各向同性, 而可能集中于双极喷流之中^[170-172], 因为喷流效应, 伽玛暴的真实能量 $E_{\gamma, \text{jet}}$ 必然小于 $E_{\gamma, \text{iso}}$, GRB 130427A 也不例外。喷流的半张角表达式满足下式^[1]:

$$\theta_j > 0.17 E_{k,54}^{-1/8} n_0^{1/8} (t/7 \text{ d})^{3/8} [(1+z/1.34)]^{-3/8}, \quad (1)$$

其中, $E_{k,54} = E_k/10^{54} \text{ erg} = E_k/10^{47} \text{ J}$ 。

由于余辉光变曲线的多色拐折难以用喷流拐折模型解释, 因此喷流角的计算存在争议, 这也使不同的作者得到的 GRB 130427A 的真实能量值存在量级上的差异。

Fan 等人^[173] 计算出的 GRB 130427A 的 γ 射线的真实能量为^[173]:

$$E_{\gamma,\text{jet}} > 1.6 \times 10^{45} \text{ J} \left(\frac{E_{\gamma,\text{iso}}}{1.05 \times 10^{47} \text{ J}} \right) E_{k,54}^{-1/4} n_0^{1/4} \left(\frac{t}{7 \text{ d}} \right)^{3/4}, \quad (2)$$

E_k 为伽玛暴喷射物的各向同性动能, 与式 (1) 相同, $E_{k,54} = E_k/10^{54} \text{ erg} = E_k/10^{47} \text{ J}$ 。

由于直到 7 d 后都未观测到光变曲线拐折, Fan 等人^[173] 认为 $\theta_j \gtrsim 0.17$, 据此得出 γ 射线的真实能量 $E_{\gamma,\text{jet}} \gtrsim 1.6 \times 10^{45} \text{ J}$ 。

Liu 等人^[174] 采用 $t \approx 0.6 \text{ d}$ 的喷流拐折解释余辉, 得出 $E_{\gamma,\text{jet}} \approx 10^{44} \text{ J}$, 比 Fan 等人^[173] 的结果低 1 个量级。

Maselli 等人^[161] 假定 $3.7 \times 10^4 \text{ s}$ 时的多波段余辉光变曲线拐折由喷流拐折引起, 得出喷流半张角约 3° , 因此得出 GRB 130427A 的 γ 射线的真实能量 $E_{\gamma,\text{jet}} \approx 10^{44} \text{ J}$, 这个结果与 Liu 等人^[174] 一致, 但远小于 Fan 等人^[173] 的计算值。

Ackermann 等人^[162] 将 Fermi 在 $-0.1 \sim 33 \text{ s}$ 内探测到的 GRB 130427A 的辐射分为 3 个时间区, 分别对这 3 个时间区内的光谱进行研究。他们的拟合采用幂律 (power law, PL) 函数、Band 函数与光滑拐折幂律 (smoothly broken power law, SBPL)。由图 6 可见, 在 $-0.1 \sim 4.5 \text{ s}$ 期间, 光谱为光滑拐折幂律谱; $4.5 \sim 11.5 \text{ s}$ 期间为幂律谱; $11.5 \sim 33.0 \text{ s}$ 期间为上述两种谱的合成谱; 在 $11.5 \sim 33.0 \text{ s}$ 期间, 额外的幂律成分在统计上变得重要^[162]。不过, 由于 GRB 130427A 在第二个阶段的流强极高, 使得 Fermi-GBM 的探测达到饱和, 无法获得可靠的谱信息; 因此, PL 模型的拟合结果纯粹因为缺乏 Fermi-GBM 的数据而导致, 缺乏物理上的重要性。

2.2 GRB 130427A 前 2.5 s 的瞬时辐射对瞬时辐射机制的限制

伽玛暴的初始孤立脉冲基本不被此前的中心引擎活动性以及新产生的外激波发射所影响, 因此包含了瞬时辐射的重要信息。GRB 130427A 光变曲线的第一个脉冲持续到 $t_0 + 2.5 \text{ s}$, Preece 等人^[175] 对这个时段内的能谱演化进行了仔细的研究, 得到一些重要结论。

Preece 等人^[175] 研究了各能量区探测器的光变曲线, 结果如图 7 所示。由图 7 (a) 可知, 各探测器的光变曲线存在明显的时间差: LAT (大于 20 MeV) 的低能 (LLE) 光变曲线 (红色线) 到达峰值的时间比 GBM 被触发的时间 (t_0) 更早, GBM 锗酸铋 (BGO) 探测器 #1 (300 keV~45 MeV) 探测的光变曲线 (蓝色线) 与碘化钠 (NaI) 探测器 #6 (8~300 keV) 探测的光变曲线 (绿色线) 在此后依次达到峰值。3 个能量超过 100 MeV 的 LAT 光子用红色实心点表示, 由图可见, 它们集中于 LLE 光变曲线峰值附近, 因此可能源于同一机制^[175]。

为了将这些光变曲线之间的时间延迟定量化, Preece 等人^[175] 用“离散交叉关联函数 (Discrete Cross Correlation Function, DCCF)”对能量依赖脉冲时间延迟进行了分析, 获得了这些探测器探测到的光变曲线之间的时间延迟 τ , 如图 7 (b) 所示。通过分析, Preece 等人^[175] 发现时间延迟与能量之间符合函数关系 $W(E) \propto E^\alpha$, $\alpha = -0.27 \pm 0.03$ 。此前对 BATSE 时代的 41 个伽玛暴的 400 个脉冲的拟合得到的 α 平均值为 -0.41 。Daigne 和

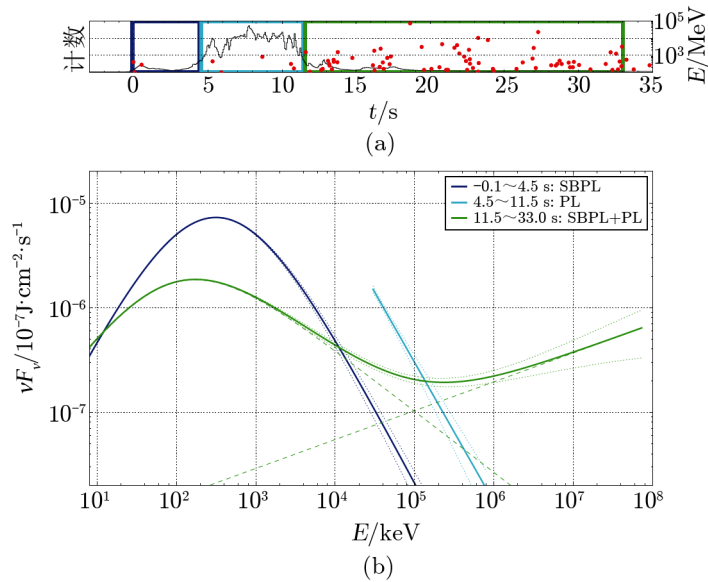


图 6 GBM 与 LAT 探测到 GRB 130427A 辐射的时间分辨谱模型^[162]

(a) 为光变曲线 (光子计数-时间), 分割为 3 个时间段: $-0.1 \sim 4.5$ s, $4.5 \sim 11.5$ s, $11.5 \sim 33.0$ s. $4.5 \sim 11.5$ s 间的 GBM 数据不在图中. (b) 为数据的 1σ 误差轮廓最佳拟合 (细划线). 每条曲线都取到对应时间内 LAT 探测到的最高能光子能量.

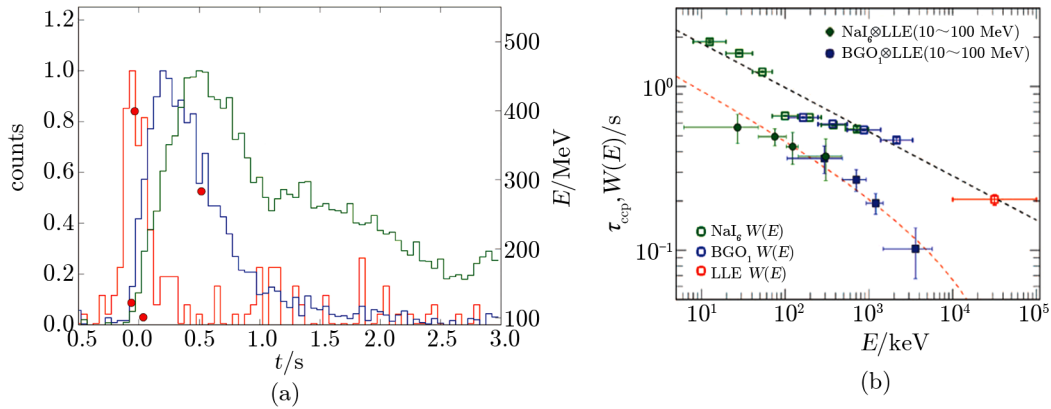


图 7 GRB 130427A 前 3 s 光变曲线^[175]

(a) 中给出了 Fermi 的 3 个探测器得到的数据的复合光变曲线. 为了让每条光变曲线的峰值强度匹配, 它们都被正规化. LAT 以高概率探测到的能量高于 100 MeV 的光子用圆圈标出. (b) GRB 130427A 触发时间的延迟分析. 实心符号表示由 DCCF 分析确定出的时间延迟 τ 与能量的函数关系, 空心符号表示不同能段拟合出的脉冲宽与能量的函数关系, 黑色划线对 $W(E)$ 的幂律模型的最佳拟合 ($\chi^2/d.o.f = 5.6/9$), 红色划线表示假定与一样的幂律指标, 预期的时间延迟 τ 作为能量的依赖性的.

Mochkovitch^[176]用同步激波模型模拟得到的 $\alpha \approx -0.4$ (2~10 s), $\alpha \gtrsim -0.2$ (0.1~1 s)。

Preece 等人^[175]采用两种函数对第1个脉冲的 E_p 进行拟合,第1种是“同步函数+黑体函数”,第2种是Band函数。由图8可见,由Band函数拟合出的 E_p 随着时间幂律下降,幂律指标为 -0.96 ± 0.02 。由同步函数拟合出的 E_p 的演化则为拐折幂律函数,在脉冲光变上升阶段时,谱峰下降较慢,幂律指标为 -0.4 ± 0.2 ;在脉冲下降阶段,谱峰下降的幂律指标为 -1.17 ± 0.05 ,拐折时间为 $t_0 + (0.28 \pm 0.08)$ s,比10~1000 keV能段上的流强峰值时间早约0.2 s,因此在脉冲下降阶段,两个拟合得到的谱峰下降指标都接近-1,都与标准火球模型中的曲率效应吻合。如果假定厚壳层碰撞驱动脉冲,则脉冲下降之前 E_p 的缓慢衰减可以得到自然的解释^[175]。

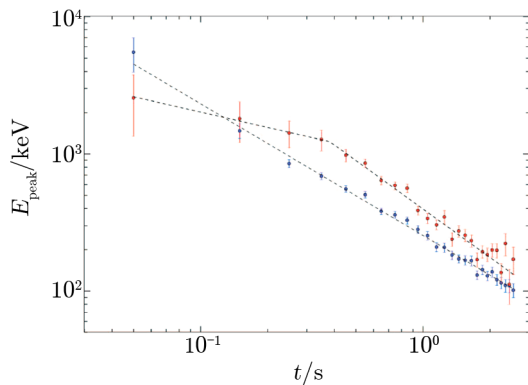


图8 拟合出的Band函数的 E_p (蓝)与同步函数的 E_p (红)随着时间的演化^[175]

同步函数的 E_p 衰减规律符合拐折幂律函数,拐折时间为 $t_0 + (0.28 \pm 0.08)$ s(以触发前0.1 s为时间零点,则为 (0.38 ± 0.08) s),拐折前后的幂律指标分别为 -0.4 ± 0.2 与 -1.17 ± 0.05 。Band函数的 E_p 为单幂律衰减,幂律指标为 -0.96 ± 0.02 ($\chi^2/d.o.f = 19/24$)。

伽玛暴的能谱峰 E_p 随时间的演化方式有两种:一种是随着时间单调降低,而与流强的变化无关,这类脉冲被称为“从硬到软(hard-to-soft)”脉冲;另一种是随着流强的改变而相应改变,这类脉冲被称为“追踪(tracking)”脉冲。根据Preece等人^[175]分析可知,无论采用Band函数还是同步函数拟合,GRB 130427A前2.5 s的 E_p 都随着时间单调下降,因此属于“从硬到软(hard-to-soft)”脉冲。

Preece等人^[175]用双成分模型解释观测到的光谱,根据其中黑体谱成分的流强与温度限制光球半径,与居主导的非热谱成分进行比较,确定光球的洛伦兹因子 Γ_{ph} 及其随时间的演化。他们的结果表明,在第一个脉冲的2.5 s时间内, Γ_{ph} 的极小值从开始的500单调下降到100。内激波模型要求在晚期时有更高的洛伦兹因子。然而,在内激波模型中,后产生的壳层追上稍早喷发出的慢壳层,产生激波,加速电子,产生辐射,如果稍早喷发的慢壳层不产生可探测的光球辐射,且被制造出可探测的光球成分的外流壳层追赶碰撞,产生观测到的脉冲,那么单调下降的 Γ_{ph} 仍可能与内激波模型吻合。否则,观测推断出的 Γ_{ph} 的单调下降可能更有利于磁重联模型(如ICMART机制^[148, 149])或微喷流模型,这些模型抛弃了简单的球对称几何。

Preece等人^[175]对GRB 130427A静止参照系中的同步函数 E_p 与各向同性亮度的相关性($L-E_p$ 相关性)进行了研究,由衰减期拟合得出的 $L-E_p$ 图的幂律指标为 1.43 ± 0.04 。理论上,相对论性壳层的球对称碰撞冲击波的高纬曲率辐射在衰减阶段满足 $L \propto E_p^3$,即幂律指标为3,这个值与观测拟合出的值相矛盾。如果不采用碰撞壳层而采用膨胀流体元模型,则发射出同步辐射的电子特征能量 γ_e 服从关系 $E_p \propto \Gamma B \gamma_e^2$, $L \propto \Gamma^2 B^2 \gamma_e^2$ 。在外流的光学薄滑行阶段,体洛伦兹因子 Γ 恒定,假定磁通量冻结,即 $BR^2 \propto const$, R 为共动发射区半径,那么电子的绝热损失意味着 $\gamma_e \propto R^{-1}$,计算可以得到 $L \propto E_p^{1.5}$,这个值与拟合得到的

指标 1.43 符合; 然而, 恒定的膨胀速度预言了 $E_p \propto R^{-4} \propto t^{-4}$ 。Preece 等人^[175] 认为同时解释以上这些行为对当前伽玛暴瞬时辐射模型是一个挑战。

2.3 GRB 130427A 的中微子探测及其对理论的限制

长暴的内激波模型预测, 被内激波加速到超高能 (约 10^{20} eV) 的质子与电子辐射出的非热光子碰撞将产生极高能中微子^[155, 156], 标准参数 (体洛伦兹因子 Γ_b 取典型值, 约 300) 情况下长暴伴随的高能中微子可以被 IceCube^① 探测到。但在 2012 年之前, IceCube 在 40 弦与 59 弦时期, 观测了 215 个长暴的能谱, 发现来自这些长暴的中微子的总谱比理论预期至少低 78%^[177-179]。如果观测与理论计算都没有问题, 那么这个结果将使标准参数情形下的长暴标准模型受到挑战。但 Hummer 等人^[180]、Li^[181] 与 He 等人^[182] 各自独立进行更仔细的分析与计算, 结果发现, 体洛伦兹因子 Γ_b 取典型值 (约 300) 时, IceCube 组计算出的理论值比真实的理论值高出 10 倍, 因此中微子探测的结果与标准参数情形下的标准内激波模型并没有矛盾。不过, 因为经典的高能、高亮度长暴由喷流产生, 而喷流体洛伦兹因子与亮度之间可能存在相关性^[183-185], IceCube 确定出的上限已经对内激波模型 (以及光球辐射模型) 给出限制, 而磁主导模型则不受 IceCube 的结果限制^[186]。

GRB 130427A 是一个红移较小的事件, 因此人们期望 IceCube 能够探测到伴随瞬时辐射的高能中微子, 但 IceCube 未探测到能量高于 1 TeV 的中微子^[187]。这个结果虽然有些令人失望, 但却可以从这个结果出发, 对伽玛暴的理论进行更严格限制。

伴随长暴的中微子的能谱与内激波发生的半径 R_i 密切相关, R_i 越大, 能谱峰值越低, 如图 9 所示。如果 R_i 太大, 例如大于约 10^{16} cm, 即使质子能谱很硬, 满足 $dn/d\epsilon \propto \epsilon^{-2}$ (高能瞬时辐射数据表明 GRB 130427A 质子谱确实可以这么硬^[173]), 也不能产生可探测到的中微子。因此, 即使是红移较低的 GRB 130427A 也无法从中探测到中微子。GRB 130427A 可能的高辐射效率^[188] 进一步削弱了探测到中微子的可能性。Fan 等人^[173] 认为: 假如 GRB 130427A 的 MeV 瞬时辐射来自光球辐射, 中微子探测的零结果可能意味着, 在改变光子谱的物理过程中, 不存在显著的质子加速。

Gao 等人^[189] 采用类似于 Waxman 和 Bahcall^[155] 的半解析方法, 但不限于某个具体的特定模型, 得到 IceCube 可能探测到的来自 GRB 130427A 的中微子事件数 ($\mu+$ 级联)

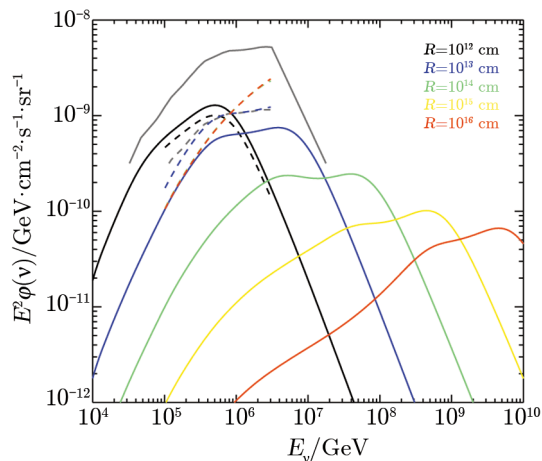


图 9 内激波模型中伴随长暴的中微子能谱与内激波发生半径的关系^[182]

^①IceCube 是以美国为主, 其他国家参与的中微子探测器。从 2004 年夏 (南半球) 开始施工, 2010 年建设完成。IceCube 埋在南极冰面下 1450 到 2450 m 深处, 由 86 根弦组成, 含有 5160 个光电倍增管, 阵列覆盖面积为 1 km^2 , 体积为 1 km^3 。尽管 IceCube 的 86 根弦最近才完全安装, 但是, 从在 2006 年安装 9 根弦的时候就已经开始提供数据。86 根弦的完整阵列至少将运行 20 a。更多信息见 <http://icecube.wisc.edu/>。

的密度图,以耗散半径 $R_{13} = R_d/10^{13}$ cm 与耗散半径处的喷流的体洛伦兹因子 Γ 构成的 2 维参数空间 (见图 10)。

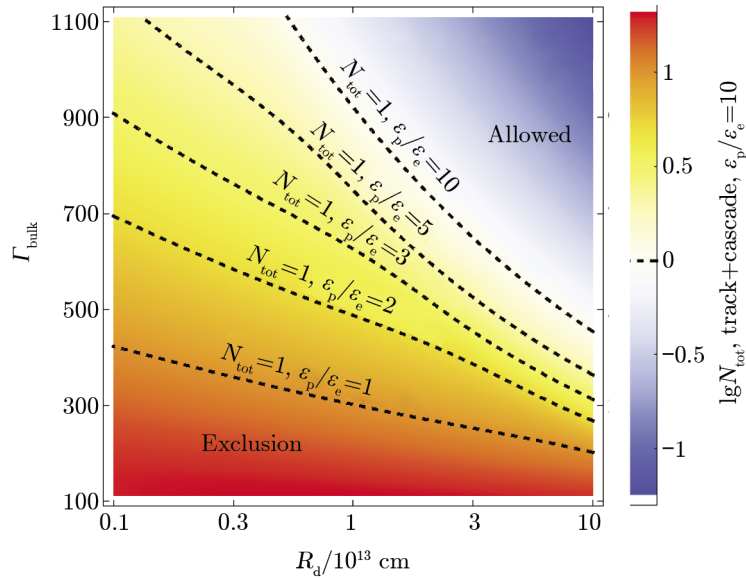


图 10 预期的 IceCube 可能探测到的来自 GRB 130427A 的中微子事件数 ($\mu +$ 级联) 密度图^[189] 以耗散半径 $R_{13} = R_d/10^{13}$ cm 与耗散半径处喷流的体洛伦兹因子 Γ 构成 2 维参数空间。蓝色 (右上区域) 表示少事件, 红色 (下方区域) 表示多事件。5 条从上到下的划线表示预期的单个事件轮廓线, 分别对应质子/电子能量比 $\epsilon_p/\epsilon_e = 10, 5, 3, 2, 1$ 。其他 2 个能量配分函数 ϵ_e 与 ϵ_B 取为常数: $\epsilon_e = 0.1$, $\epsilon_B = 0.01$ 。由于 IceCube 中微子探测的零结果^[179], 对应于 ϵ_p/ϵ_e 的每个轮廓线下的参数空间更可能被排除。

Gao 等人^[189] 利用 GRB 130427A 的中微子探测的零结果和伽玛暴的瞬时辐射的内激波模型 (internal shock model, IS)、重子光球模型 (baryonic photospheric model, BPH) 与磁光球 (magnetic photospheric model, MPH) 模型进行比较, 从而对这些模型的参数进行限制, 见文献 [189] 的图 2–4。他们的分析表明, GRB 130427A 的中微子探测的零结果对磁光球模型的限制最严格, 对重子光球模型与内激波模型的限制比较适中。

Gao 等人^[189] 的分析表明, 中微子的零探测结果对 GRB 130427A 的发射半径 R_d 、体洛伦兹因子 Γ , 以及能量转化为宇宙线的比率 ϵ_p 等参数提供了有价值的信息。

Li^[190] 研究了级联衰变产生的正负电子对的光子辐射, 建立了光子辐射与中微子辐射之间的相关性。作为这个研究的应用, Li^[190] 指出, 对于 GRB 130427A, 中微子可探测数仅为 0.4 个, 因此中微子的零探测结果是符合理论预期的。

3 GRB 130427A 极早期光学闪与多波段余辉性质

根据伽玛暴余辉的标准模型, 火球进入前身星的星周介质 (CSM) 或者星际介质 (ISM) 中后, 将扫除这些介质并形成正向激波与反向激波; 在极早期时, 较冷的反向激波将使电子

辐射出频率集中于光学频率的辐射, 形成极早期光学闪; 然后火球继续扫除介质, 加速电子, 通过同步辐射、逆康普顿散射 (IC) 以同步自康普顿散射 (SSC) 等机制辐射出射电、光学、X 射线、 γ 射线余辉, 在极端条件下, γ 射线余辉的能量可以达到 GeV (10^9 eV) 量级。以上说到的各种可能的余辉辐射很少能在同一个伽玛暴之后全部出现, 大多数伽玛暴具有 X 射线余辉, 许多伽玛暴没有光学余辉和射电余辉, 具有光学闪与 GeV 能量的 γ 射线余辉辐射的伽玛暴更是罕见; 但 GRB 130427A 却同时具备了以上所有可能的余辉辐射, 且因为其距离足够近, 使这些余辉性质得到了非常透彻的研究。本章将依次讨论以上各种余辉辐射。

3.1 GRB 130427A 的极早期光学闪

在光学闪被发现之前, 伽玛暴的标准火球理论就预测火球扫过星周介质时, 相对较冷的反向激波会产生明亮的光学闪^[191-193]与射电耀^[193], 这种与外激波相关的光学闪很快在 GRB 990123^[194-196]中被观测到^[197]。除了与外激波相关的光学闪之外, 还有一些可能与外激波的反向激波无关而是伴随瞬时辐射产生的光学闪^[198-200], 如 GRB 041219A^[201-203]、GRB 050820A^[204]与 GRB 080319B^[205]的光学闪, 这类光学闪的流强与 γ 射线瞬时辐射的流强有较好的关联性^①。

RAPTOR (RAPid Telescopes for Optical Response) 全天监测望远镜^[208]在 $t_0 + 9.31$ s 到 $t_0 + 19.31$ s 时间内探测到伴随 GRB 130427A 的明亮光学闪。这个光学闪呈单峰结构, 且它的峰与 keV 量级至 MeV 量级的瞬时辐射峰之间存在时间延迟, 它的峰值视星等达到 (7.03 ± 0.03) mag^[209], 仅暗于 GRB 080319B 的瞬时辐射光学闪 (峰值视星等为 5.3 mag); 由于红移仅为 0.3399, 因此这个光学闪的绝对星等达到约 -34 mag, 约为最亮的超明亮超新星的峰值亮度 (约 -23 mag) 的 2.5×10^4 倍。

我们将 GRB 130427A、GRB 080319B、GRB 990123 与 GRB 061007^[210, 211] 对应的光学闪的视星等、绝对星等, 它们与最明亮超新星的亮度比以及它们的亮度排名制成表格 2。通过比较可知, 这 4 个光学闪的真实亮度比最亮超新星亮数万倍到百万倍; 不过, GRB 130427A 的光学闪的视亮度与真实亮度都不是最大的, 使它变得很显眼的重要原因在于它的近距离, 虽然如此, 它依然是一个极为明亮的事件, 为至今为止亮度居第 4 的光学闪。

表 2 截止 2013 年年末发现的伴随伽玛暴的光学闪的视星等、绝对星等以及亮度的比较

对应的伽玛暴	峰值视星等/mag	红移	峰值绝对星等/mag	与最亮 SN 的亮度比	与 GRB 130427A 光学闪的亮度比	视亮度/绝对亮度排名
GRB 080319B	5.3	0.937	-38.5	1.6×10^6	63	1/1
GRB 990123	8.9	1.6	-36.38	2.25×10^5	9	3/2
GRB 061007	10.3	1.261	-34.44	3.7×10^4	1.5	4/3
GRB 130427A	7.03	0.34	-34	2.5×10^4	1	2/4

注: 视星等数据和红移数值分别取自文献 [197, 205, 209, 210]。

^①然而 Zou 等人^[206]的计算与分析表明, 用同一个区域的同一批电子的同步辐射与 SSC 散射分别解释 GRB 080319B 的瞬时光学闪和瞬时 γ 辐射的模型存在较大问题, 他们认为光学闪有可能来自外激波的反向激波。Yu 等人^[207]则采用了与上述两种模型都不同的模型, 在这个模型中, γ 射线与光学瞬时辐射都来自内激波, 但两种辐射分别来自内激波的正向激波与反向激波加速的洛伦兹因子差异巨大的电子产生的同步辐射, 而不涉及 SSC 辐射。

GRB 130427A 的光学闪在峰值之后, 流强幂律衰减, 幂律指标 $\alpha = -1.67 \pm 0.07$ ($\chi^2=0.68/5$ d.o.f), 且在此后约 80 s 都可以被探测到, 直到其星等达到 RAPTOR 的敏感极限 (约 10 mag)。

Vestrand 等人^[209] 发现多波段谱能分布 (SED, 见图 11) 在前 40 s 快速变化, 光学流强远低于从 keV 量级到 MeV 量级辐射的 SED 外推出的值; 但是, 接下来的 40 s, 随着流强的下降, SED 的形状变稳定且光学测量值开始与 keV 量级至 MeV 量级的辐射的 SED 外推出的值重叠。在光学闪结束时, 光学谱与 10 MeV 谱与谱指标 $\beta = -0.64$ 的单幂律谱相吻合^[209]。

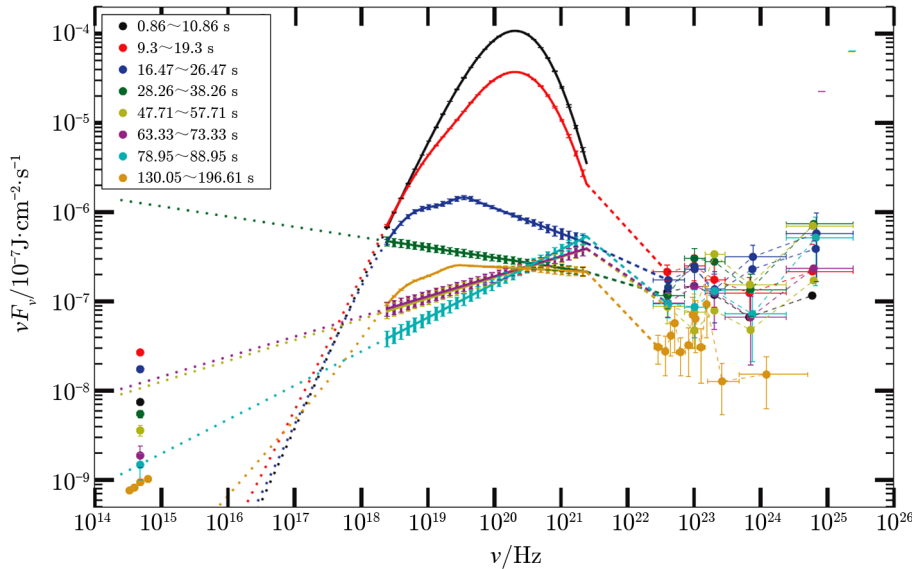


图 11 早期阶段测到的 GRB 130427A 的谱能分布^[209]

点与实线表示实际测量。点直线表示 keV 量级至 MeV 量级辐射测量值的外推, 用以与光学观测比较。划线表示两个能段之间的关联, 不是实际测量。

在 $t_0 + 132.9$ s 后, 窄场 RAPTOR-S 与 RAPTOR-T 开始观测 GRB 130427A 的光学对应物, 这个时间与 keV 量级至 MeV 量级的 X 射线/ γ 射线的耀发时间接近, 后者持续到约 $t_0 + 400$ s。RAPTOR-S/T 的光学观测持续到 $t_0 + 7585.9$ s (约 2 h)。观测到的光学光变曲线显示出光滑的单调下降, 并在约 $t_0 + 270$ s 时多色变陡, 光学谱指标 $\beta = -0.70 \pm 0.05$ 并保持不变, 直到约 $t_0 + 3000$ s 后才开始变蓝, $\beta = -0.59 \pm 0.05$ ^[209]。

GRB 130427A 的光学闪的峰与 keV 量级至 MeV 量级的瞬时辐射的峰之间的时延以及流强的幂律下降与外反向激波模型的预测符合; 此外, LAT 探测到的能量大于 100 MeV 的光变曲线与光学光变曲线有很好的类似性, 直接将 RAPTOR 测到的光学光变曲线乘以一个约为 10^{-6} 的因子, 将与直到约 $t_0 + 7000$ s 范围内的 LAT 的高能 γ 光变曲线符合。Vestrand 等人^[209] 由此得出结论: 这个密切的对应表明这两个成分都来自外激波, 即 GRB 130427A 的光学闪源自外反向激波, 而不源自内激波或者其他内耗散过程, 与 GRB 990123 的起因类似, 而与 GRB 041219A、GRB 050820A 及 GRB 080319B 的光学闪起因不同。

Vestrand 等人^[209]认为光学闪与早期光学余辉都来自星风环境中的反向激波辐射,并用3段注入模型分别解释了极早期光学闪、早期光学余辉与晚期光学余辉,所用的模型参数见表3。在这个模型中,光学闪辐射来自4~15 s注入的喷射物产生的反向激波辐射,早期光学余辉来自15~3000 s注入的喷射物产生的反向激波辐射,晚期光学余辉来自 $3 \times 10^3 \sim 2 \times 10^6$ s注入的喷射物产生的正向激波辐射。根据这个模型拟合的曲线与数据点的对照见图12。

表3 3段注入能量模型的参数值

注入时间/s	Γ	ϵ_B	ϵ_e	p	$E_k/\text{J}\cdot\text{sr}^{-1}$	辐射主要来源
4~15	730	0.008	0.006	1.9	6×10^{45}	反向激波
15~3000	1800	0.001	0.012	2.0	4×10^{46}	反向激波
$3000 \sim 2 \times 10^6$	>100	0.0001	0.14	2.3	3×10^{47}	正向激波

注: 根据文献 [209] 数据制表。在这个分段注入模型中, 4~15 s 期间与 15~3000 s 期间的反向激波参数不同, 但正向激波的各个微观物理参数始终不变, 因此 4~15 s 期间与 15~3000 s 期间的反向激波参数未列出。

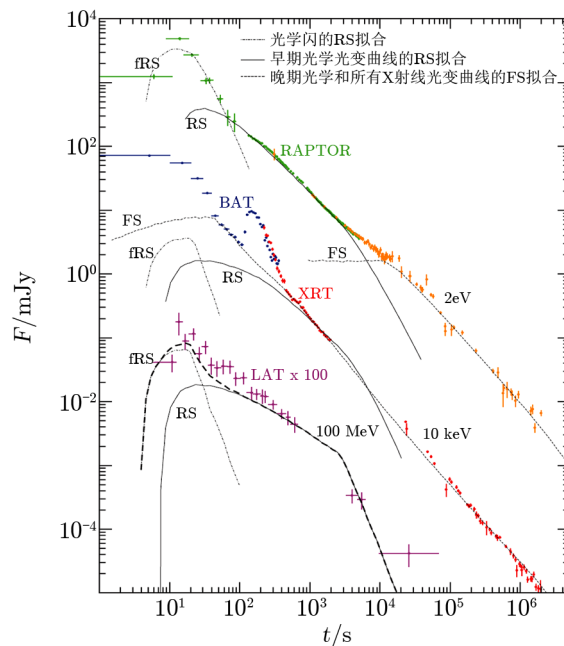


图12 GRB 130427A 的光学闪、早期光学光变曲线与晚期光学光变曲线的反向激波最佳拟合^[209]。绿线表示 RAPTOR 观测到的早期光学闪, RS 表示反向激波, FS 表示正向激波, fRS 表示闪反向激波 (flash reverse-shock), 图中也给出了其他波段 (10 keV 与 100 MeV) 的辐射的拟合。

根据这个模型, Vestrand 等人^[209]认为光学辐射与大部分能量大于 100 MeV 辐射来自外激波加速的电子的同步辐射,但他们只强调了“大部分”能量大于 100 MeV 的辐射来自同步辐射,却未明确说明那些能量大于 10 GeV 的光子的起源,我们将在第 3.3 节讨论能量大于 100 MeV 的辐射,它们很可能无法用同步辐射解释,而只能用同步自康普顿散射 (SSC)

与/或外逆康普顿散射 (EIC) 解释。

除了 3 次能量注入模型之外, Fan 等人^[173] 假定 GRB 130427A 的 γ 射线瞬时辐射来自光球辐射而不来自内激波加速电子辐射, 据此推导出符合 GRB 130427A 的光学闪特征的瞬时光学辐射流强密度。这也是一个值得注意的模型。

在外激波早期辐射以及喷流成分的限制方面, GRB 130427A 的光学闪尤其重要。在 1999 年到 2013 年之间的 10 多年间, 尽管有 ROTSE-III^[212]、TAROT^[213]、RAPTOR^[208, 214] 与 REM^[215] 等仪器, 以及 1~2 m 级的强大光学望远镜^① 作为观测伴随长暴的光学闪 (及近红外闪) 的强有力工具, 但是, 至今观测到的伴随光学闪的长暴依然比较稀少^[216, 217] (约 40 个^[217])。Zhang^[4] 认为, 当喷流的磁化参数 σ (定义为磁能与重子静止能量之比) ≈ 1 时, 光学闪最明亮, 过高和过低的 σ 值都会抑制光学闪辐射^[4, 218]。如果 σ 值过低, 将使反向激波中的磁场过于微弱, 继而削弱同步辐射; 如果 σ 值过高, 将使磁压主导喷流区域, 使反向激波变弱甚至消失^[4, 219]。GRB 130427A 的明亮光学闪再一次表明重子能比重适中 (磁化参数 $\sigma \approx 1$) 的喷流不算罕见。

3.2 GRB 130427A 的多波段余辉性质

Swift 上的 XRT 与 UVOT 探测并确定出 GRB 130427A 更精确位置之后, 地面上的光学/红外与射电望远镜 (P60、Gemini-N、UKIRT、GMG、GROND、Lick、P200、Thüringer、Keck、CARMA、VLA) 的观测产生光学、近红外、毫米波与射电等多波段余辉的观测报告, 这些余辉观测与 Swift-XRT 探测到的 X 射线余辉为我们提供了极为丰富的数据。

GRB 130427A 的 X 射线余辉的光变曲线初始衰减率 $\alpha_{0,x} = 3.32 \pm 0.17$, 这与高纬发射特征符合; 在 $t_{1,x} = (424 \pm 8)$ s 时, 光变曲线发生转折, 转折后的衰减率变小, $\alpha_{1,x} = 1.28 \pm 0.01$; 在 $t_{2,x} = (4.8 \pm 2.2) \times 10^4$ s 时, X 射线光变曲线发生第 2 次转折, $\alpha_{2,x} = 1.35 \pm 0.02$ ^[161]。

GRB 130427A 的光学余辉光变曲线也呈现转折幂律形式, $\alpha_1 = 0.96 \pm 0.01$, 在 $t_{\text{break}} = 3.74_{-0.40}^{+0.47} \times 10^4$ s 时发生转折, 转折后的衰减率 $\alpha_2 = 1.36_{-0.02}^{+0.01}$ 。

Maselli 等人^[161] 发现, 在 2.66×10^4 s 之后, 可以用一个共同的幂律函数描述 X 射线余辉与光学/紫外余辉, 在更早时期则需要另外的 X 射线成分, 它的衰减率为 $1.29_{-0.01}^{+0.02}$, 转折时间为 $2.66_{-0.66}^{+0.45} \times 10^4$ s。Maselli 等人^[161] 认为, 2.66×10^4 s 之前的早期 X 射线流强由 (正向激波发射的) 标准余辉与中心引擎延长活动性与/或反向激波发射叠加产生。在 2.66×10^4 s 之后, 光学与 X 射线光变曲线拥有相同的衰减率和转折时间 ($t_{\text{break}} \approx 3.7 \times 10^4$ s)。虽然转折后的衰减相对于理论而言显得很平缓 ($\alpha_2 = 1.36$), 但是, Maselli 等人^[161] 还是将这个共同的转折解释为喷流转折, 他们认为衰减缓慢可能是因为额外成分也贡献了流强。

Maselli 等人^[161] 未考虑逆康普顿散射 (IC)、反向激波以及同步自逆康普顿散射 (SSC) 过程, 用 van Eerten 等人^[220] 的模型拟合了 GRB 130427A 的射电、光学与 X 射线余辉与 LAT 的 γ 射线光变曲线。他们对晚期 X 射线与光学余辉拟合得较好, 但射电余辉的拟合质量不好, γ 射线的拟合存在流强偏低的缺陷, 早期 X 射线余辉也需要额外的成分来解释。

^①这类望远镜虽然观测能力不及 8~10 m 级望远镜, 但很容易在数分钟内就转向指定天区, 因此在观测伽玛暴对应的早期光学暂现源方面有巨大的价值。

比 Maselli 等人^[161] 更早, Laskar 等人^[188] 研究了 GRB 130427A 爆发后 0.67 d 到 12 d 的多波段余辉, 他们将光变曲线和光谱分解为两部分, 分别用反向激波 (RS) 与正向激波 (FS) 拟合, 拟合结果如图 13 所示。他们认为反向激波的辐射主导了射电/毫米波辐射与小于约 0.1 d 内的紫外/光学/近红外辐射, 正向激波辐射主导了 X 射线辐射与大于约 0.1 d 后的紫外/光学/近红外辐射, 并计算出反向激波与正向激波参数如下^[188]: $\nu_{a,RS} \approx 7 \text{ GHz}$, $\nu_{m,RS} \approx 20 \text{ GHz}$, $\nu_{c,RS} \approx 10^{13} \text{ Hz}$, $F_{\nu m,RS} \approx 10 \text{ mJy}$; $\nu_{a,FS} < 5 \text{ GHz}$, $\nu_{m,FS} \approx 4 \times 10^{13} \text{ Hz}$, $\nu_{c,FS} \approx 2 \times 10^{17} \text{ Hz}$, $F_{\nu m,FS} \approx 3 \text{ mJy}$ 。

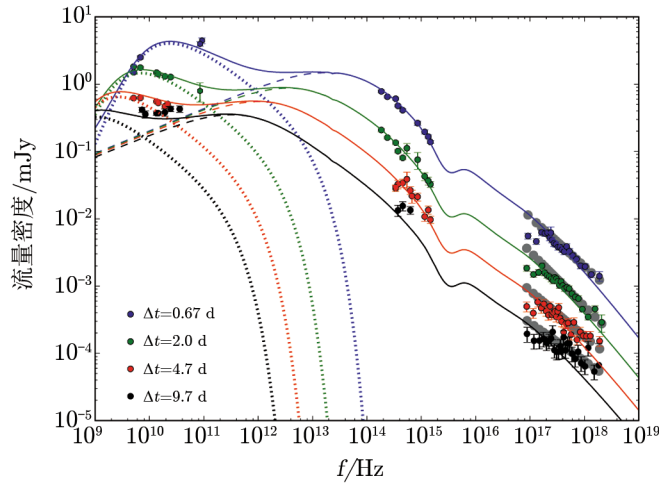


图 13 GRB 130427A 余辉在 $\Delta t=0.67$ 、2.0、4.7 与 9.7 d 的谱能分布^[188]

$3 \times 10^{15} \text{ Hz}$ 附近的凹陷由宿主星系消光 ($A_V = 0.18 \text{ mag}$) 引起。光学数据使用邻近可获得的数据进行了外推, 满足 $t^{-1.35}$ 的幂律关系。浅灰色点表示 X 射线光谱的未吸收模型。划线与点线分别表示正向激波与反向激波, 实线表示两者之和。这个组合模型的多时期谱能分布在跨越 9 个量级的频率范围内与观测值吻合。

Laskar 等人^[188] 对光学与 X 射线余辉数据进行研究, 推测出 GRB 130427A 的星周环境为星风环境, 这是大质量恒星的存在证据之一。但必须注意的是, 很多前身星明显为大质量恒星的伽玛暴的暴周环境为星际介质 (ISM) 环境^[221], 因此我们只能说星风环境证明前身星是大质量恒星, 却不能说“非星风环境证明前身星不是大质量恒星”。

Laskar 等人^[188] 推导出 GRB 130427A 前身星的星风损失率 $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ (星风速度 $v_w = 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), A_* 的值的范围为: $2.1 \times 10^{-3} < A_* < 3.7 \times 10^{-3}$ 。由此可见, GRB 130427A 的星风损失率很低, \dot{M} 的值比典型的 Wolf-Rayet 星的 \dot{M} 低 2~3 个量级, A_* 值也远低于一般的 Wolf-Rayet 星的 A_* 值, 银河系内的 Wolf-Rayet 星的 A_* 值在 0.07~7.4 之间^[222], 为 GRB 130427A 的 A_* 值的 20~1000 倍。

作为比较, XRF 100316D/SN 2010bh 的前身星的星风损失率 $\dot{M} \approx (0.4 \sim 1) \times 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ (星风速度 $v_w = 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), $A_* = 0.4 \sim 1$ ^[94], XRF 060218/SN 2006aj 的前身星的质量损失率 $\dot{M} \approx 2 \times 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ ^[86], 都比 GRB 130427A 的星风损失率高得多。

Panaitescu 等人^[223] 认为前 $1 \times 10^4 \text{ s}$ (3 h) 的光学余辉发射不能用正向激波解释, 而只

能用反向激波解释, 因为早期光学流强与晚期射电流强的比值太高。在数千秒时, 较硬的正向激波辐射超越较软的反向激波辐射, 光谱变蓝^[209, 223]。在约 1×10^4 s 时, 正向激波同步辐射能谱峰下降到光学频率之下, 此后光学余辉变得更红, 这一点已经被观测所证实^[136]。

Panaitescu 等人^[223] 的研究也认为 GRB 130427A 的星周环境为星风环境, 计算得出的星风非常稀薄, $A_* < 3.0 \times 10^{-3}$, 这与 Laskar 等人^[188] 的计算相符; 此外, 他们计算出冲击波发生于离星体非常远的地方, 约 $8 t_{\text{day}}^{1/2}$ pc, 前身星爆炸前在星体表面到冲击波发生处之间形成了一个超泡 (super-bubble)。

这么低的星风损失率正说明 GRB 130427A 的前身星的金属丰度比较低。研究^[224] 表明只有金属丰度 Z 小于 $0.05 Z_{\odot}$ (Z_{\odot} 为太阳金属丰度) 的恒星, 其星风损失率才会低于 $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ 。虽然伽玛暴的宿主星系的金属丰度不存在一个明确的截断值, 但总体上, 它们的金属丰度低于一般的核坍缩型超新星的宿主星系的金属丰度, 这意味着低金属丰度以及由此导致的低星风损失率很可能是伽玛暴前身星的普遍性质, 只是因为观测上的选择效应而使得此类系统比较少见^[136]。伽玛暴余辉的研究表明其星周介质大部分为 ISM (星际介质), 较大的可能性是星风损失率太小^[136], 而不仅仅是因为观测上的选择效应。但必须提及的是, Liu 等人^[174] 与 Maselli 等人^[161] 都认为 GRB 130427A 的星周环境并非星风环境, 而是星际介质环境。因此, GRB 130427A 的星周环境还需要更进一步的确认。

对观测数据的分析表明, 来自正向激波的射电辐射在大于约 30 d 后超过来自反向激波的射电辐射, 在直到约 200 d 后还可以产生小于约 0.1 mJy 的缓慢变化的流强, 此时同步辐射谱峰降到 10 GHz^[223]。

Laskar 等人^[188] 根据 Zou 等人^[225] 的公式, 计算出 GRB 130427A 的体洛伦兹因子约为 130; 根据正向激波谱在传播 1200 s 后从快冷却转变为慢冷却, 结合 Sari^[226] 与 Dai 和 Lu^[227] 提供的辐射修正因子, Laskar 等人^[188] 得出 GRB 130427A 的各向同性动能为 $E_{\text{K,iso}} \approx 2 \times 10^{46}$ J, 这表明 GRB 130427A 的辐射效率高约 20%。

Perley 等人^[136] 对暴后 300 s 到 60 d 的数据进行了分析, 发现余辉在 $1 \sim 10^{16}$ GHz 频率范围内都显示出相对简单、光滑的演化且没有显著的晚期闪耀或者再增亮, 并证实了 Laskar 等人^[188] 的拟合结果。

必须注意的是, Laskar 等人^[188] 的模型无法解释 GRB 130427A 余辉中的 GeV 高能 γ 辐射, Fan 等人^[173] 与 Liu 等人^[174] 分别解释了这些高能辐射, 详见 3.3 节关于 GeV 余辉 γ 光子辐射的讨论。

3.3 GRB 130427A 的 GeV 余辉光子辐射观测及其解释

GRB 130427A 的另一个重要特征是其极高能辐射, 能量超过 100 MeV 的光子持续发射大约 1 d, 远超过瞬时辐射的持续时间 (因此这些光子至少有一部分不属于瞬时辐射), 其中 15 个能量超过 10 GeV 的光子被探测到, 4 个光子能量超过 40 GeV, 2 个光子能量超过 70 GeV, 能量最高的超过 95 GeV^[129, 162]。这些光子中的第 1 个于 t_0 后 19.06 s 被观测到, 能量为 73 GeV (暴源系中为 97 GeV); t_0 后 34 366.58 s (9.546 h) 还探测到 32 GeV (暴源系中为 43 GeV) 的光子。这些光子中能量最高的为在 t_0 后 243.55 s 探测到的 95 GeV (暴源系中

为 128 GeV) 的光子。

Fan 等人^[173] 根据 Fermi-LAT 的观测数据, 绘制出大于 100 MeV 的光子的流强光变曲线与大于 1 GeV 的光子的能量与探测到的时间分布, 如图 14 所示。

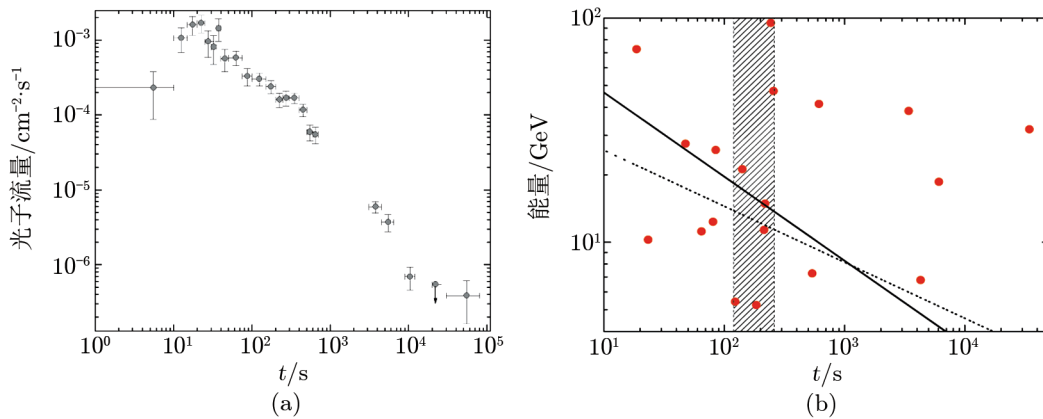


图 14 (a) LAT 探测到 GRB 130427A 的大于 100 MeV 光子的流强光变曲线^[173]; (b) LAT 探测到 GRB 130427A 的大于 1 GeV 光子的能量与探测到的时间分布

GRB 130427A 被探测到之前, 光子能量最高记录保持者, 是在 GRB 090902B^[228] 被探测到之后 82 s 时探测到的 33.4 GeV 的光子。GRB 090902B 红移 $z = 1.822$, 由此可算出这个光子在它的暴源系中的能量为 94.255 GeV, 所以无论是观测值还是暴源系中的值, GRB 130427A 的高能光子都打破了 GRB 090902B 所创的记录。

由图 6 可知, 在 GBM 探测的辐射衰减之后, LAT 探测到辐射变得更硬更强烈。这意味着 GeV 发射比 keV 量级至 MeV 量级的发射更晚, 且产生于不同区域; 如果 keV 量级至 MeV 量级的发射来自喷流内部的相互作用, 那么 GeV 发射则来自外流与星周介质的相互作用^[162], 即这些高能光子只能来自外激波相关的余辉辐射。

辐射理论表明余辉阶段被观测到的 MeV 量级至 GeV 量级的辐射一般可以用同步辐射机制解释, 但外激波加速电子的同步辐射光子在激波化的介质参照系中的能量一般小于约 50 MeV, 由于喷流的体洛伦兹因子 Γ_b 一般在 100~1000 之间, 因此蓝移后的光子能量小于约 5~50 GeV, 量级约为 10 GeV, 红移之后到达探测器的能量将更低一些。

由于 GRB 130427A 红移为 0.3399, 能量最高的光子在暴源系中的能量为 128 GeV, 根据暴后 19.06 s 观测到的第一个 GeV 光子 (73 GeV), 可以对减速时期的相对论性喷流的体洛伦兹因子 Γ_b 最小值进行最严格限制, Ackermann 等人^[162] 推断出 $\Gamma_{\min} = 455^{+16}_{-13}$ 。

根据推断的 Γ_{\min} 值可以推知, 最高能光子在激波化介质参照系中的能量约为 280 MeV, 即使将同步辐射光子能量值上限取为 100 MeV, 依然无法解释这个光子, 也无法解释那些超过 30 GeV 的光子。因此, 我们需要其他辐射机制解释 GRB 130427A 的高能光子辐射。

Wang 等人^[229] 认为, 能量高于约 10 GeV 甚至 TeV 的余辉辐射可能源自同步自康普顿散射 (SSC) 与/或外逆康普顿散射 (EIC)。SSC 机制产生的光子的能量对激波冲击的介质密

度有依赖性,当介质密度很低时,SSC 无法产生能量足够高的光子;EIC 辐射的种子光子可能来自瞬时辐射的高纬辐射光子或者 X 射线耀发时发射的光子,对介质密度不敏感^[229],在解释暴周密度较小的高能余辉光子时具有更大优势。

Fan 等人^[173]认为 100 keV~100 MeV 的辐射主要来自正向激波同步辐射,GeV 量级至 TeV 量级的辐射主要来自外逆康普顿散射 (EIC),EIC 机制尤其适合解释分别于暴后 243.55, 256.70, 610.01, 3410.26, 34366.58 s 被探测到的约 95.3, 47.3, 41.4, 38.5, 32 GeV 的光子。

Fan 等人^[173]注意到,GRB 080319B ($E_{\gamma,\text{iso}} = 1.3 \times 10^{47}$ J, $E_p = (651 \pm 15)$ keV)、GRB 090902B ($E_{\gamma,\text{iso}} = 4 \times 10^{47}$ J, $E_p = (726 \pm 8)$ keV) 与 GRB 130427A ($E_{\gamma,\text{iso}} = 8.5(14) \times 10^{46}$ J, $E_p = (830 \pm 5)$ keV) 的性质存在较多相似点,它们的 α_{Band} 分别为 0.833 ± 0.014 、 0.61 ± 0.01 、 0.789 ± 0.003 , β_{Band} 分别为 3.499 ± 0.364 、 3.8 ± 0.25 、 3.06 ± 0.06 ^[173]。因此,他们尝试用统一的光球辐射模型描述它们的瞬时软 γ 射线、光学闪辐射与 GeV 辐射。在他们的模型中,瞬时软 γ 射线来自喷流火球辐射,光学闪来自低速内激波加速的电子同步辐射,GeV 辐射来自瞬时辐射被电子的 IC 散射之后的高能尾辐射,高能尾可以延伸到约 $0.25 \text{ TeV} (1+z)^{-2}$,代入 z 值,得到高能尾可以延伸到约 139 GeV,这个上限与观测吻合。

Liu 等人^[174]用同步自康普顿 (SSC) 机制解释了 GRB 130427A 的高能成分。SSC 发射与星周介质类型有密切关系,假设 $p = 2.2$,在 ISM 介质中, $\nu_{\text{m,IC}} \propto T^{-9/4}$, $F_{\nu\text{m,IC}} \propto T^{1/4}$, $F_{\nu} = F_{\nu\text{m,IC}}(\nu/\nu_{\text{m}})^{-(p-1)/2} \propto T^{(11-9p)/8} \propto T^{-1.1}$;在星风环境中, $\nu_{\text{m,IC}} \propto t^{-2}$, $F_{\nu\text{m,IC}} \propto t^{-1}$,因此 $F_{\nu} = F_{\nu\text{m,IC}}(\nu/\nu_{\text{m}})^{-(p-1)/2} \propto t^{-2.2}$,即星风环境中晚期 SSC 流强将比观测到的流强下降快得多。所以,Liu 等人^[174]认为星周环境为 ISM 类型。

利用这个模型,假定 $p = 2.2$,Liu 等人^[174]拟合了 GRB 130427A 的多波段余辉尤其是高于 10 GeV 光子的光变曲线,如图 15 所示。他们先根据给出的公式计算解析解,得到 $E/10^{47} \text{ J} \simeq 0.3$, $n_0 \simeq 6$, $\epsilon_{e,-1} \simeq 5$, $\epsilon_{B,-5} \simeq 0.5$;根据这些解析解得到的曲线与观测存在较小的差异,调整参数,他们得到 $E/10^{47} \text{ J} \simeq 0.2$, $n_0 \simeq 1$, $\epsilon_{e,-1} \simeq 6$, $\epsilon_{B,-5} \simeq 1.3$ 。这些值与解析解差异不大。

Liu 等人^[174]认为暴后 0.65 d 的光变曲线拐折由喷流拐折引起,据此得出半张角为 $\theta_j = 7^\circ$,对应的 $E_{\text{k,jet}} = 1.5 \times 10^{44} \text{ J}$ 。

Ackermann 等人^[162]也认为 GRB 130427A 的 GeV 辐射不能用同步辐射自洽地解释,除非有比 Fermi 加速更快的磁重联加速机制。Ackermann 等人^[162]还认为,虽然在取极端参数时,可以用 SSC 模型解释,但 SSC 模型预测,当 SSC 成分的峰值通过 LAT 波段时,GeV 光子光变曲线将变平,光谱将变硬;这个特征虽然在 GRB 090902B 与 GRB 090926A 爆发后 15~30 s 被观测到,但与 SSC 相关联的这些特征在 GRB 130427A 的光变曲线和光谱中并未被观测到^[162]。他们认为,也许这些 GeV 辐射可以在极端相对论性强子(如质子)与光子碰撞产生的级联衰变过程所产生,具体讨论见参考文献 [162]。

由于 Swift-XRT 的探测能量范围为 0.3~10 keV, Fermi-LAT 的探测范围为 100 MeV~300 GeV,因此对余辉的探测存在巨大的能段空隙。NuSTAR 的观测波段为 3~79 keV,可以填补这个巨大空隙的一部分,为全波段研究提供了一个新窗口。所以, NuSTAR 的观测以及结合它与其他能段观测的分析结果得到的结论也值得注意。

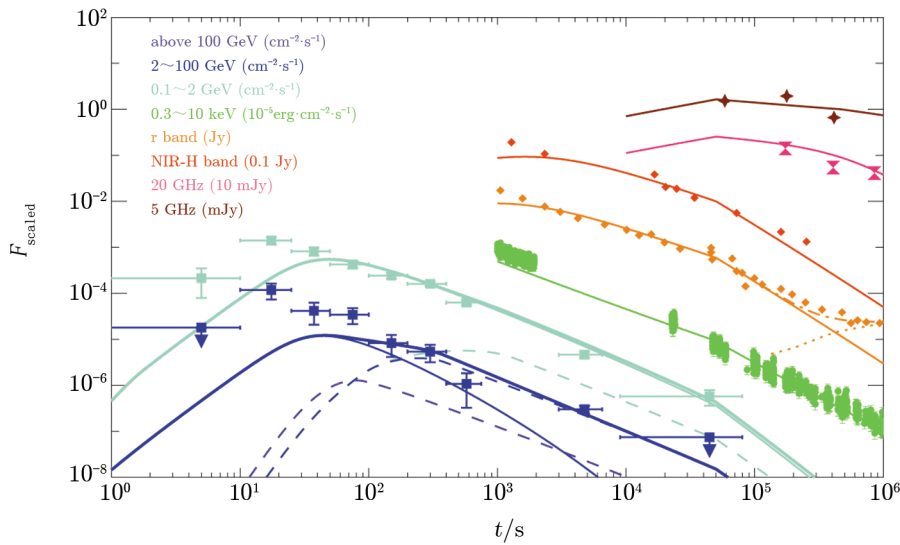


图 15 GRB 130427A 及其余辉的多波段光变曲线拟合^[174]

对于高能发射, 细实线表示同步流强, 划线表示 SSC 流强, 粗实线表示总流强。橙色点线表示超新星成分, 橙色点划线表示余辉与超新星成分总和。拟合使用的参数如下: $E_k = 2 \times 10^{46}$ J, $\epsilon_e = 0.6$, $\epsilon_B = 1.3 \times 10^{-5}$, $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, $p = 2.2$, $\Gamma_0 = 200$ 。喷流转折时间为暴后 0.65 d, 据此得出半张角 $\theta_j = 7^\circ$, 对应的 $E_{k,jet} = 1.5 \times 10^{44}$ J。

在 GRB 130427A 触发 GBM 后约 1.2 d、4.8 d 与 5.4 d, NuSTAR 对 X 射线余辉进行了 3 次观测, 分别持续 3.05×10^4 s、 2.12×10^4 s 与 1.23×10^4 s。Kouveliotou 等人^[230] 根据这些观测, 再对 Fermi-LAT、Swift-XRT、Swift-UVOT 与地面光学望远镜 (Liverpool 望远镜) 所得到多波段余辉数据进行拟合, 得到了可以用同步辐射解释的光滑拐折幂律 (SBPL) 谱; 据此认为 LAT 探测到的能量高于 100 MeV 的高能 γ 波段余辉辐射可以由同步辐射产生, 而不需要其他模型 (如上面提到的 EIC 与 SSC 模型等)。

至今为止, 人们还不能用同步辐射加速机制 (如 Fermi 加速机制) 解释能量高于 10 GeV 的高能 γ 余辉辐射现象, 因此 Kouveliotou 等人^[230] 认为需要对这些加速机制进行修正。

我们还无法确定哪一方的模型更有说服力, 但可以肯定的是, GRB 130427A 的 GeV 辐射引发了人们对加速机制与辐射机制的许多重要的思考与探索, 值得我们进一步研究。

4 SN 2013cq 与 GRB 130427A/SN 2013cq 的宿主星系的性质

长暴的坍缩星模型与磁星模型都要求绝大部分长暴源自大质量恒星爆发, 因此它们爆发时必然伴随着超新星的爆发。从 1998 年 4 月到 2014 年 5 月, 观测发现, 红移 $z \lesssim 1$ 的长暴大多数与 Ic 型超新星成协^[72-74], 这表明大部分甚至绝大部分长暴的确源自大质量恒星爆发。对于红移 $z \gtrsim 1$ 的长暴, 由于当前的光学望远镜的探测能力限制以及宿主星系污染比重的加大, 分解出其中的超新星成分极为困难, 因此我们当前只能期望能够在红移 $z \lesssim 1$ 的长暴中探测到超新星成分。如果无法在红移 $z \lesssim 1$ 甚至 $z \lesssim 0.5$ 的长暴中确认出超新星成分 (如红

移为 0.089 的 GRB 060505^[231-234] 与红移为 0.125 的 GRB 060614^[231, 235, 236]), 则意味着所研究的长暴并非来自大质量恒星爆发, 或者大质量恒星爆发之后几乎所有放射性元素都通过快速回落而被中心致密天体吞噬。所以, 确定近距离长暴是否伴随超新星爆发, 对于其前身星类型的确认等研究有重要意义。

如果长暴伴随着超新星爆发, 则其前身星必然为大质量恒星, 因此其宿主星系必然是恒星形成 (star forming) 星系; 这与核坍缩型超新星的宿主星系的情形类似, 虽然长暴宿主星系的金属丰度并不一定都比核坍缩型超新星的宿主星系低^[237-240], 但两者宿主星系的金属丰度却依然存在系统差异, 长暴更倾向于在更低金属丰度的星系中爆发, 且与宿主星系紫外辐射最明亮的区域成协^[241]。不过, 造成这种系统差异的原因可能是观测上的选择效应: 长暴的观测本质上是盲巡天方式, 过去对核坍缩型超新星的探测则以有目标巡天为主, 这使得后者的探测集中于较明亮的星系, 亮星系金属丰度普遍较高, 因此产生了核坍缩型超新星金属丰度测量中的选择效应^①。宿主星系性质的这些不确定性, 使得每一个长暴的宿主星系的形态、质量、恒星形成率与金属丰度等性质具有很重要的研究价值。

本章介绍 SN 2013cq 的性质与 GRB 130427A/SN 2013cq 的宿主星系的性质。

4.1 SN 2013cq 的测光与光谱性质

图 16 为 GRB 130427A 光学对应物的光变曲线, 从中可以看到明显的鼓包, 这被解释为超新星的贡献。

由于 GRB 130427A 是红移 $z < 0.5$ 的长暴, 所以从一开始, 观测天文学家就开始努力分解其中可能存在的超新星光谱。de Ugarte Postigo 等人^[99] 根据 10.4 m 的 GTC 望远镜在暴后 16.7 d (当地时间 12.5 d) 后观测的光谱, 扣除宿主星系与光学余辉的光学流强, 得到一条典型的宽线 Ic 型超新星光谱, 这个超新星被命名为 SN 2013cq。de Ugarte Postigo 等人对比谱线发现, SN 2013cq 在当地系 12.5 d 后的光谱与 SN 2010bh 在当地系 12.7 d 之后的光谱完美地匹配, 如图 17 所示。

根据暴后 16.7 d (当地时间 12.5 d) 的 GTC 光谱可以发现, SN 1998bw 光谱与 SN 2013cq 光谱不匹配, 因为它们在静止参照系同一时期的光谱的主峰位置分别大约位于 5200 Å 和 5000 Å 处, 即 SN 2013cq 光谱的主峰所在位置更偏向蓝端。同理, SN 2006aj 也不与 SN 2013cq 匹配^[100]。

Xu 等人^[100] 根据测光数据得出 SN 2013cq 比 SN 1998bw 暗约 0.2 mag, 比 SN 2010bh 亮, 并推算出其爆炸参数如下: $M_{56\text{Ni}} \approx (0.28 \pm 0.02) M_{\odot}$, $E_{\text{K}} \approx (6.39 \pm 0.70) \times 10^{45} \text{ J}$, $M_{\text{ej}} \approx (6.27 \pm 0.69) M_{\odot}$ 。根据它的谱线宽度与动能大小, 可知 SN 2013cq 不仅是一个宽线 Ic 超新星, 也是一个 Hypernova。

Xu 等人^[100] 将光谱 (见图 17) 中的 P-Cygni 特征线解释为 Fe II 5169 Å, 计算出喷射物速度为 $32\,000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 仅次于 SN 2010bh 的喷射物速度 ($35\,000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$), 两者非常接近。

Levan 等人^[101] 利用哈勃太空望远镜 (HST) 的观测数据, 扣除宿主星系的贡献, 研究了

^①近年来蓬勃发展的超新星盲巡天项目观测到大量矮星系中的超新星, 这些矮星系金属丰度一般较低, 因此, 只要盲巡天发现的超新星的宿主星系的样本足够大, 就可以消除这种选择效应, 从而判断长暴与超新星宿主星系之间的金属丰度是否确实存在系统差异。

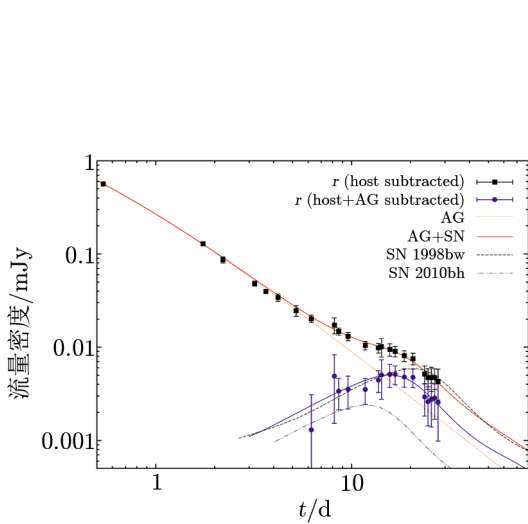


图 16 SN 2013cq 的光变曲线^[100]

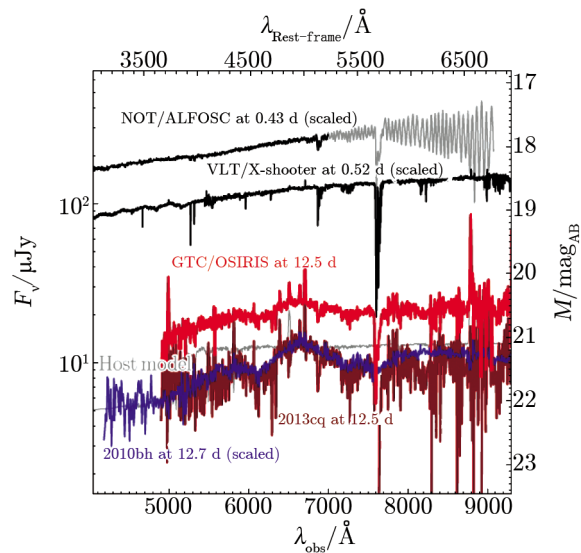


图 17 SN 2013cq 在当地系内第 12.5 天时光谱与 SN 2010bh 在当地参照系内第 12.7 天的光谱^[100]

SN 2013cq 爆发后(当地系中)第 17 天的光谱,发现此时 SN 2013cq 的光谱在 5100~7000 Å 范围内与爆发后第 16 天的 SN 1998bw 有相似的亮度与类似的谱形;假如将约 6000 Å 处的组结解释为 Si II 6355 Å 混合,那么就说明 SN 1998bw 与 SN 2013cq 在同时期的光球速度近似相等 ($v_{\text{ph}} \approx 15\,000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$)。这些性质的类似意味着 SN 2013cq 与 SN 1998bw 的峰值亮度、 ^{56}Ni 产量与动能也很接近^[101]。在 7000~8000 Å 范围内, SN 2013cq 爆发后第 17 天的光谱与同时期的 SN 2010bh 谱形相似,但亮度比 SN 2010bh 高约 2 倍,即, SN 2010bh 的流量在 7000~8000 Å 范围内必须乘以 3 才能与 SN 2013cq 的光谱重叠。

比较 SN 2013cq 第 17 天的光谱与 SN 1998bw 第 16 天的光谱还可发现它们在约 5000 Å 处不够匹配, SN 2013cq 的谱线显得更宽,峰也更蓝,这与 Xu 等人^[100]的结果一致。Levan 等人^[101]认为此时 SN 2013cq 光谱的峰与 SN 2003dh 符合得更好一些。

结合 Xu 等人^[100]与 Levan 等人^[101]的结果,可以得出结论: SN 2013cq 的光谱在第 12.5 天时与 SN 2010bh 在第 12.7 天的光谱谱形相似;在第 17 天开始严重偏离 SN 2010bh,而与 SN 1998bw 谱形相似。对于爆发后第 17 天后的 SN 2013cq 光谱,在不同波长区域,又有更细的差异:在蓝区 ($\lambda \lesssim 5000 \text{ Å}$) 与 SN 2003dh 匹配;在红区 (5100~7000 Å) 与 SN 1998bw 光谱匹配;在更红的区 (7000~8000 Å) 谱形与 SN 2010bh 谱形相似,但流强比 SN 2010bh 大 2 倍。

表 4 列出了 GRB 980425 (与 SN 1998bw 成协)、XRF 100316D (与 SN 2010bh 成协) 与 GRB 130427A (与 SN 2013cq 成协) 的部分瞬时辐射性质。我们可以根据超新星的光谱信息与对应的伽玛暴的瞬时辐射性质,间接研究它们之间的关联性。

根据前面的分析可知,爆炸后第 12.5 天(暴当地系)的 SN 2013cq 与爆炸后第 12.7 天(暴当地系)之后 SN 2010bh 的光谱形状及亮度类似;爆炸后 17 天的 SN 2013cq 与爆炸 16 天之后 SN 1998bw 的光谱形状及亮度类似;但与 SN 2010bh 成协的 XRF 100316D 是一个

表 4 GRB 980425、XRF 100316D 与 GRB 130427A 的瞬时辐射性质

对应天体	T_{90}/s	E_p/keV	$E_{\gamma,\text{iso}}/10^{44} \text{ J}$
GRB 980425/SN 1998bw	34.9 ± 3.8	122 ± 17	9×10^{-4}
XRF 100316D/SN 2010bh	1300	18^{+3}_{-2}	6×10^{-2}
GRB 130427A/SN 2013cq	276 ± 5	830	$\simeq 10^3$

低红移、低能、低亮度且光学余辉非常暗弱的 X 射线闪，与 SN 2013cq 成协的 GRB 130427A 则是高红移、高能、高亮度且光学余辉极为明亮的伽玛暴。这些差异意味着类似的前身星制造出的伽玛暴/X 射线闪的性质可以存在很大差异。此外，SN 2013cq 与 SN 1998bw 的性质存在一定类似性，但 GRB 130427A 与 GRB 980425 的各向同性能量分别为 10^{41} J 量级与 10^{47} J 量级，跨越 6 个量级，它们的余辉性质也有很大区别，甚至它们的 X 射线闪的来源可能完全不同，因此中心引擎的性质可能完全不一样。

与此同时，伽玛暴或 X 射线闪的性质也无法决定对应的超新星性质，例如，XRF 100316D 与 XRF 060218 性质类似，但与 XRF 100316D 成协的 SN 2010bh 是一个高动能的 Hypernova，与 XRF 060218 成协的 SN 2006aj 是动能一般的超新星。

这些比较结果意味着：性质类似的 GRB-SNe，它们分别伴随的伽玛暴或 X 射线闪及余辉性质的差异可能很大；反之，性质类似的伽玛暴或 X 射线闪，它们对应的超新星的性质的差异也可能很大。

根据这些结果，我们比较有把握断定：伽玛暴与超新星成协事件中，源自同一个前身星的超新星与伽玛暴的性质存在很大的独立性，彼此并不显著影响甚至基本不影响对方。

4.2 GRB 130427A/SN 2013cq 成协的进一步讨论

由于 GRB 130427A 的 $E_{\gamma,\text{iso}}$ 达到 10^{47} J 量级且与高动能的 SN 2013cq 成协，因此 Maselli 等人^[161] 认为，这是至今为止唯一能够证明一个引擎可以同时驱动从低红移到高红移的所有能量的长暴与超新星的例子。我们认为，这个观点并不能成立，至少在 Maselli 等人^[161] 的框架内不能成立。如果根据各向同性能量，上述结论是没有问题的。然而，我们要考察一个中心引擎能否同时驱动高能超新星与高能伽玛暴，必须以真实能量作为衡量标准。

超新星尤其是与伽玛暴成协的超新星，具有一定的不对称性。但是，即使考虑这种不对称性，其真实动能与各向同性动能也没有量级上的差异，因此我们将超新星的各向同性动能作为真实动能的良好近似。而对于高亮度伽玛暴，喷流集束效应一般非常显著，伽玛暴的各向同性能量一般远大于真实能量，两者差异可达到数百倍甚至上千倍；因此伽玛暴各向同性能量不能作为其真实能量的近似，我们必须细致考察其真实能量。

Maselli 等人^[161] 假定 $3.7 \times 10^4 \text{ s}$ 时的多波段余辉光变曲线拐折由喷流拐折引起，计算出 GRB 130427A 在 γ 射线波段释放出的真实能量 $E_{\gamma,\text{jet}} \simeq 10^{44} \text{ J}$ 。尽管这个数值比其他几个临近的、与超新星成协的长暴/X 射线闪的能量高 1~2 个量级，但必须注意的是，GRB-SNe 中有数个动能超过 10^{45} J ， 10^{44} J 的 γ 射线能量与 $10^{41} \text{ J} \sim 10^{43} \text{ J}$ 量级的 γ 射线能量虽然有量级上的差异，但与 10^{45} J 量级的超新星动能相比，则都是很低的能量，尤其是对

于那些 $E_k \gtrsim 5 \times 10^{45}$ J 的 Hypernovae, 中心引擎可以驱动如此高能的超新星, 那么驱动 $10^{41} \sim 10^{44}$ J 的长暴显然也不是问题, 而且在驱动这些相对低能的长暴时并没有本质的能源差异, 即对于真实能量 $E_\gamma \lesssim 10^{44}$ J 的长暴, 它们普遍仅耗费中心引擎的一小部分能量。因此, 假如 Maselli 等人^[161] 对 GRB 130427A 在瞬时 γ 真实能量的计算是正确的, 那么我们可以认为 GRB 130427A 与此前其他与超新星成协的长暴没有本质差异, 它们的真实能量都远小于与其成协的超新星的动能, 不足以证明“同一个引擎可以同时驱动从低红移到高红移的所有能量的长暴与超新星”, 除非 GRB 130427A 具有的真实能量能够与 SN 2013cq 的能量量级一样 (即高能超新星 + 同样高能的伽玛暴)。Maselli 等人^[161] 计算出的 GRB 130427A 的真实能量比超新星动能小一个量级, 因此并不能有力地支持其结论。

假如我们不认为 GRB 130427A 爆发后 3.7×10^4 s 时的多波段余辉光变曲线转折为喷流拐折引起, 而采用 Fan 等人^[173] 的计算, 则得到 GRB 130427A 的瞬时辐射的真实能量 $E_{\gamma, \text{jet}} \gtrsim 10^{45}$ J, 其与 SN 2013cq 的动能同量级, 那么我们就可以认定, 这确实是第一个既产生高能长暴辐射又产生高能超新星且获得光谱学确认的较大红移事件。

我们特别强调“获得光谱学确认”的原因是, 此前发现的红移为 0.937 (因此比 GRB 130427A 的红移更大, 距离更远) 的 GRB 080319B 也是一个可能与超新星成协的高能、高亮度长暴, 它的 $E_{\gamma, \text{iso}} = 1.3 \times 10^{47}$ J (20 keV~7 MeV), 与 GRB 130427A 的 $E_{\gamma, \text{iso}}$ 相当, 对与它对应的光学暂现源的测光分析表明, 它与一个超新星成协。因此, 如果仅仅根据其 $E_{\gamma, \text{iso}}$, 也可以断言它能够证明一个引擎可以同时驱动所有距离上所有能量的长暴与超新星爆发, 但 GRB 080319B 与超新星成协的证据仅通过光变曲线的红鼓包 (red-bump) 获得^[242-244], 而未获得光谱学确认。

如上所说, 要验证爆炸是否足以驱动高能超新星与高能伽玛暴, 最关键的是计算出真实能量。GRB 080319B 瞬时辐射的真实能量同样存在争议, Racusin 等人^[205] 根据双喷流模型推断出宽喷流与窄喷流半张角分别为 4° 与 0.2° , 对应的真实能量分别为 1.9×10^{43} J 与 2.1×10^{43} J, 总能量为 4×10^{43} J。这个数值虽然小于 Maselli 等人^[161] 计算出的 GRB 130427A 真实能量 ($E_{\gamma, \text{jet}} \simeq 10^{44}$ J), 但与 GRB-SNe 的高动能 ($E_k \gtrsim 10^{45}$ J) 相比都很小。如果 Racusin 等人的计算正确, 那么 GRB 080319B 就不是第一个能证明“同一个引擎可以同时驱动从低红移到高红移的所有能量的长暴与超新星”, 如果 Maselli 等人的计算也正确, 那么至今为止没有任何一个事件可以证明以上结论。

Cenko 等人^[245] 根据约 10 d 后的余辉光变曲线转折推断出, GRB 080319B 的瞬时辐射的真实能量为 $10.2_{-0.1}^{+3.2} \times 10^{44}$ J, 约为 10^{45} J, 该结果是 Maselli 等人^[161] 推断出的 GRB 130427A 真实能量的 10 倍左右。假如这个推断是可靠的, 且其光学暂现源中的红鼓包确实是一个超新星, 那么显然 GRB 080319B 更能说明“同一个引擎可以同时驱动从低红移到高红移的所有能量的长暴与超新星”。

如果我们要像 Maselli 等人^[161] 那样, 将 GRB 130427A 作为上述结论的第一例子, 则只能假定 Fan 等人^[173] 的计算正确而 Maselli 等人^[161] 的计算不正确, 并假定 Racusin 等人^[205] 的计算正确而 Cenko 等人^[245] 的计算不正确。这就意味着 Maselli 等人^[161] 的结论是不严谨的, 甚至是自相矛盾的。

4.3 GRB 130427A/SN 2013cq 的宿主星系性质

Xu 等人^[100] 用爆发前的 SDSS 数据估计了 GRB 130427A 宿主星系的性质, 根据光谱数据拟合结果, 推导出宿主星系的绝对星等 $M_B = (-19.8 \pm 0.2) \text{ mag}$, 质量为 $M_* = 10^{(9.0 \pm 0.2)} M_\odot$, 恒星形成率 $\text{SFR} = 2_{-1}^{+5} M_\odot \cdot \text{a}^{-1}$, 星暴年龄 $\tau = 4.0_{-2.5}^{+5.6} \times 10^8 \text{ a}$ 。

Xu 等人^[100] 根据 GTC 测到的超新星光谱上叠加的包括 N2 6584 在内的宿主星系的发射线的特征, 采用两种模型推断出宿主星系爆炸位置的金属丰度为 $\lg(\text{O}/\text{H}) + 12 = 8.43 \pm 0.07$ 或 8.51 ± 0.09 , 分别对应于 0.55 ± 0.19 与 $(0.67 \pm 0.25) Z_\odot$ 。此前的 GRB-SNe, 金属丰度最高的也小于 8.3 ^[246]。

Levan 等人^[101] 根据哈勃太空望远镜 (HST) 的观测, 研究了 GRB 130427A/SN 2013cq 的宿主星系 (见图 18)。紫外观测 (用 WFC3-UVIS) 于 2013 年 5 月 20 日进行, 光学观测 (用 ACS) 与红外观测 (用 WFC3-IR) 于 2013 年 7 月 10 日进行, 前景消光星等分别为 $A_{F336W} = 0.090 \text{ mag}$, $A_{F606W} = 0.050 \text{ mag}$, $A_{F160W} = 0.010 \text{ mag}$ 。

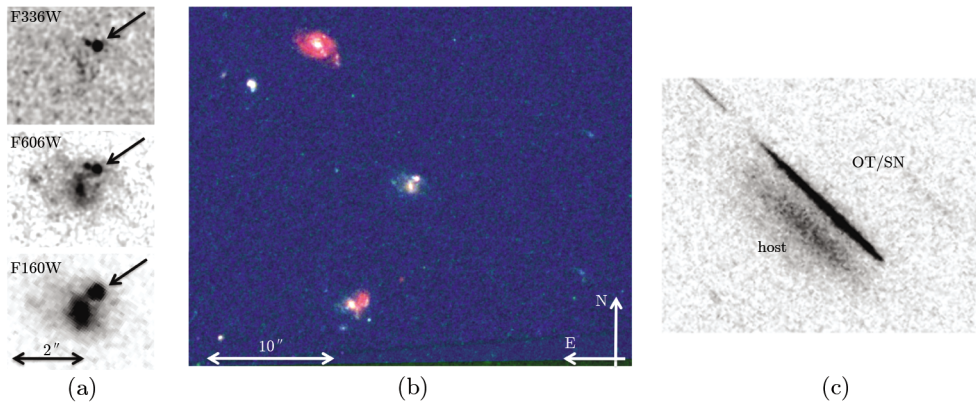


图 18 HST 拍摄的 GRB 130427A/SN 2013cq 的宿主星系^[101]

(a) 为紫外-光学与红外成像, 箭头所指为余辉位置, 宿主星系在紫外区辐射很弱; (b) 为宿主星系 HST 的 3 色成像图; (c) 表示宿主星系光谱。

F606W 对 GRB 130427A/SN 2013cq 的宿主星系的观测表明, 这个星系亮度中等, 存在棒状结构, 棒外面是一个面向观测者的盘和一条可能被附近星系潮汐引力扭曲的弱旋臂, 因此这是一个棒旋星系。GRB 130427A 位于旋臂内, 距离宿主星系中心的角距离为 $(0.83 \pm 0.03)''$, 投影距离约为 4 kpc ^[101]。

F336W 成像表明, 宿主星系中心附近的恒星形成率较低, 但在距离 GRB 130427A $0.3''$ (投影距离约为 1.5 kpc) 且与星系中心径向距离相近的位置处, 有很高的恒星形成率^[101]。

减除余辉贡献之后, 根据约 2500 \AA 的紫外观测, 得到宿主星系星等 $F336W(\text{AB}) = (23.08 \pm 0.15) \text{ mag}$, 据此推出的恒星形成率约为 $0.9 \pm 0.1 M_\odot \cdot \text{a}^{-1}$ ^[101], 与 Xu 等人^[100] 根据 SDSS 的谱能分布推断出的下限 ($2_{-1}^{+5} M_\odot \cdot \text{a}^{-1}$) 恰好吻合。

5 总结与展望

长暴与超新星成协的发现与确认是天体物理学发展史上的一个重要里程碑。这方面的深入研究使人们确信有些大质量恒星在坍缩爆发时会同时产生长暴与超新星, 及绝大多数长暴源自大质量恒星的剧烈爆炸并伴随高速(宽线)甚至高能超新星; 同时, 大大推动了人们对于伽玛暴与超新星的了解, 对于伽玛暴前身星的研究与超新星自身的研究有极其重要的意义。

红移为 0.3399 的 GRB 130427A 的各向同性能量超过 10^{47} J, 是罕见的近距离高能、高亮度长暴。一方面, 对它的多波段余辉的观测非常完美地验证了正向激波与反向激波理论; 另一方面, 对它最初约 2.5 s 的瞬时辐射谱的分析表明, 它的瞬时辐射机制可能与传统的内激波模型存在矛盾, 它在余辉阶段出现的能量大于 10 GeV 的光子的起源也存在一些争议。

GRB 130427A 还伴随非常明亮的光学闪, 其视亮度处于所有光学闪中的第 2 位, 其真实亮度则位于第 4, 峰值绝对星等达到约 -34 mag, 比最亮的超明亮超新星的峰值亮度(约 -23 mag) 亮 25 000 多倍。

利用 GRB 130427A 的中微子探测零结果, 还可以对各种可能的长暴瞬时辐射模型的参数进行限制。

与 GRB 130427A 成协的 SN 2013cq 是一个动能非常大的 Hypernova, 动能约 6.4×10^{45} J, 是至今为止最高能的 GRB-SNe 之一。比较 SN 2013cq 的光谱与 SN 1998bw、SN 2010bh 的光谱, 我们对伽玛暴与超新星成协事件的物理性质有了更深刻的理解。

来自内激波与外激波的高能/超高能中微子对于理解加速机制有极重要作用, 确认这些中微子的存在不仅是对内激波模型的决定性检验, 也是对超高能宇宙线(UHECRs)-长暴(LGRBs)成协的决定性支持。IceCube 至今未探测到来自伽玛暴的中微子。GRB 130427A/SN 2013cq 中微子探测的零结果对伽玛暴的激波耗散理论给出了进一步限制。

已投入使用的 Fermi, Swift, Konus-Wind, 以及即将升空的、中法合作研发的 SVOM^[247] 等 γ 射线/X 射线卫星将承担未来 GRB-SNe 探测的先导任务, 即将投入运行的 30~50 m 级超大型光学望远镜将为后续的光学对应物的测光、测谱提供比现在的光学望远镜更强大的技术支持, 这些仪器必将使得 GRB-SNe 样本尤其是远距离($z \gtrsim 1$) 的样本迅速扩大, 我们必将迎来伽玛暴、超新星和 GRB-SNe 研究的飞跃性进展。

致谢

感谢南京大学天文与空间科学学院黄永锋教授与王凯提供的帮助, 感谢 Nevada 大学 Las Vegas 校区张冰教授、紫金山天文台张博在辐射机制方面的有益讨论, 感谢 Copenhagen 大学 Niels Bohr 研究所暗宇宙中心徐栋博士对 SN 2013cq 的讨论, 感谢南京大学天文与空间科学学院王祥玉教授、紫金山天文台贺昊宁与南京大学天文与空间科学学院柳若愚在超高能宇宙线与超高能中微子方面的有益讨论。感谢审稿人提出的仔细的修改意见, 这些意见使本文质量因此提高。

参考文献:

- [1] Piran T. *Phys. Rep.*, 1999, 314: 575
- [2] Mészáros P. *ARA&A*, 2002a, 40: 137
- [3] Zhang B, Mészáros P. *Int.J. Mod.Phys.A*, 2004, 19: 2385
- [4] Zhang B. *ChJAA*, 2007a, 7: 1
- [5] Berger E. *ARA&A*, 2014, 52: 43
- [6] Heise J, in't Zand J, Kippen M, et al. *AIPC*, 2003, 662: 229
- [7] Kippen M, Woods P, Heise J, et al. *AIPC*, 2003, 662: 244
- [8] Barraud C, Olive J F, Lestrade J P, et al. *A&A*, 2003, 400: 1021
- [9] Barraud C, Daigne F, Mochkovitch R, et al. *A&A*, 2005, 440: 809
- [10] Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. *ApJ*, 1993, 413: L101
- [11] Zhang B. 2006a, *Nature*, 444: 1010
- [12] Zhang B, Zhang B-B, Liang E-W, et al. *ApJ*, 2007b, 655: L25
- [13] Zhang B, Zhang B-B, Virgili F. J., et al. *ApJ*, 2009, 703: 1696
- [14] Woosley S E. *Gamma-Ray Bursts*. Kouveliotou C, Wijers R A M J, Woosley S, eds. Cambridge: Cambridge University Press, 2012: 191
- [15] Woosley S E. *ApJ*, 1993, 405: 273
- [16] MacFadyen A I, Woosley S E. *ApJ*, 1999, 524: 262
- [17] MacFadyen A I, Woosley S E, Heger A. *ApJ*, 2001, 550: 410
- [18] Kulkarni S R, Frail D A, Wieringa M H, et al. *Nature*, 1998, 395: 663
- [19] Matzner C D, McKee C F. *ApJ*, 1999, 510: 379
- [20] Tan J C, Matzner C D, McKee C F. *ApJ*, 2001, 551: 946
- [21] Katz B, Budnik R, Waxman E. *ApJ*, 2007, 716: 781
- [22] Bromberg O, Nakar E, Piran T, et al. *ApJ*, 2011a, 740: 100
- [23] Bromberg O, Nakar E, Piran T. *ApJ*, 2011b, 739: L55
- [24] Nakar E, Sari R. *ApJ*, 2012, 747: 88
- [25] Matzner C D, Levin Y, Ro S. *ApJ*, 2013, 779: 60
- [26] Usov V V. *Nature*, 1992, 357: 472
- [27] Thompson T A. *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, 2005, 28: 583
- [28] Haensel P, Paczyński B, Amsterdaamski P. *ApJ*, 1991, 375: 209
- [29] Cheng K S, Dai Z G. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77: 1210
- [30] Dai Z G, Lu T. *Phys. Rev. Lett.*, 1998b, 81: 4301
- [31] Wang X Y, Dai Z G, Lu T, et al. *A&A*, 2000, 357: 543
- [32] Paczyński B, Haensel P. *MNRAS*, 2005, 362: 4
- [33] Vietri M, Stella L. *ApJ*, 1998, 507: L45
- [34] Fryer C L, Woosley S E. *ApJ*, 1998, 502: L9
- [35] Zhang W, Fryer C L. *ApJ*, 2001, 550: 357
- [36] Fryer C L, Rockefeller G, Young P A. *ApJ*, 2006, 650: 1028
- [37] Paczyński B. *ApJ*, 1986, 308: L43
- [38] Goodman J. *ApJ*, 1986, 308: L47.
- [39] Eichler D, Livio M, Piran T, et al. *Nature*, 1989, 340: 126
- [40] Paczyński B. *Acta Astronomica*, 1991, 41: 257
- [41] Narayan R, Paczyński B, Piran T. *ApJ*, 1992, 395: 83
- [42] Colgate S A, Johnson M H. *Phys. Rev. Lett.*, 1960, 5: 235
- [43] Colgate S A, Grasberger W H, White R H. *ApJ*, 1961, 66: 280
- [44] Colgate S A, White R H. *ApJ*, 1966, 143: 626
- [45] Bethe H A. *Reviews of Modern Physics*, 1990, 62: 801
- [46] Woosley S E, Heger A, Weaver T A. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74: 1015

- [47] Heger A, Fryer C L, Woosley S E, et al. *ApJ*, 2003, 591: 288
- [48] Woosley S E, Janka H-T. *NaturePhysics*, 2005, 1: 147
- [49] Janka H-T, Langanke K, Marek A, et al. *Phys. Rep.*, 2007, 442: 38
- [50] Janka H-T. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2012, 62: 407
- [51] Wilson J R. *Numerical Astrophysics*, 1985, 422: 3
- [52] Bethe H A, Wilson J R. *ApJ*, 1985, 295: 14
- [53] Burrows A, Lattimer J M. *ApJ*, 1985, 299: L19
- [54] Janka H T, Müller E. *A&A*, 1996, 306: 167
- [55] Ott C D, Burrows A, Dessart L, et al. *ApJ*, 2008, 685: 1069
- [56] Hanke F, Marek A, Müller B, et al. *ApJ*, 2012, 755: 138
- [57] Bruenn S W, Mezzacappa A, Hix W R, et al. *ApJ*, 2013, 767: L6
- [58] Woosley S E, Weaver T A, *Supernovae: A Survey of Current Research*, Rees M J, Stoneham R J, eds. Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1982: 79
- [59] Paczyński B. *ApJ*, 1998, 494: L45
- [60] Iwamoto K, Mazzali P A, Nomoto K, et al. *Nature*, 1998, 395: 672
- [61] Filippenko A V. *ARA&A*, 1997, 35: 309
- [62] Mattila S, Meikle W P S, Lundqvist P, et al. *MNRAS*, 2008a, 389: 141
- [63] Pastorello A, Mattila S, Zampieri L, et al. *MNRAS*, 2008, 389: 113
- [64] Pastorello A, Quimby R M, Smartt S J, et al. *MNRAS*, 2008, 389: 131
- [65] Chugai N N. *MNRAS*, 2009, 400: 866
- [66] Sanders N E, et al. *ApJ*, 2013, 769: 39
- [67] Gorbikov E, Gal-Yam A, Ofek E O, et al. *MNRAS*, 2014, 443, 671
- [68] Mauerhan J C, Smith N, Silverman J M, et al. *MNRAS*, 2013, 431: 2599
- [69] Smith N. *MNRAS*, 2013, 434: 102
- [70] Bromberg O, Nakar E, Piran T, et al. *ApJ*, 2013, 764: 179
- [71] Lazzati D, Villeneuve M, López-Cámara D, et al. *MNRAS*, 2013, 436: 1867
- [72] Woosley S E, Bloom J S. *ARA&A*, 2006, 44: 507
- [73] Cobb B E. *IAUS*, 2012, 279: 83
- [74] Hjorth J, Bloom J S. *Gamma-Ray Bursts*. Kouveliotou C, Wijers R A M J, Woosley S, eds. Cambridge: Cambridge University Press, 2012: 169
- [75] Galama T J, Vreeswijk P M, van Paradijs J, et al. *Nature*, 1998, 395: 670
- [76] Berger E, Kulkarni S R, Pooley G, et al. *Nature*, 2003, 426: 154
- [77] Matheson T, Garnavich P M, Stanek K Z, et al. *ApJ*, 2003, 599: 394
- [78] Stanek K Z, Matheson T, Garnavich P M, et al. *ApJ*, 2003, 591: L17
- [79] Hjorth J, Sollerman J, Møller P, et al. *Nature*, 2003, 423: 847
- [80] Lipkin Y M, Ofek E O, Gal-Yam A, et al. *ApJ*, 2004, 606: 381
- [81] Bersier D, Rhoads J, Fruchter A, et al. *GRB Coordinates Network*, 2004: 2544
- [82] Malesani D, Tagliaferri G, Chincarini G, et al. *ApJ*, 2004, 609: L5
- [83] Gal-Yam A, Moon D-S, Fox D B, et al. *ApJ*, 2004, 609: L59
- [84] Campana S, Mangano V, Blustin A J, et al. *Nature*, 2006, 442: 1008
- [85] Pian E, Mazzali P A, Masetti N, et al. *Nature*, 2006, 442: 1011
- [86] Soderberg A M, Kulkarni S R, Nakar E, et al. *Nature*, 2006a, 442: 1014
- [87] Cobb B E, Bloom J S, Perley D A, et al. *ApJ*, 2010, 718: L150
- [88] Berger E, Chornock R, Holmes T R, et al. *ApJ*, 2011, 743: 204
- [89] Chornock R, Berger E, Levesque E M, et al. <http://arxiv.org/pdf/1004.2262v1>, arXiv:astro-ph/1004.2262, 2014
- [90] Starling R L C, Evans P A, Read A M, et al. *MNRAS*, 2011, 411: 2792
- [91] Cano Z, Bersier D, Guidorzi C, et al. *ApJ*, 2011, 740: 41
- [92] Olivares E F, Greiner J, Schady P, et al. *IAUS*, 2012, 279: 375

- [93] Bufano F, Pian E, Sollerman J, et al. *ApJ*, 2012, 753: 67
- [94] Margutti R, Soderberg A M, Wieringa M H, et al. *ApJ*, 2013, 778: 18
- [95] Melandri A, Pian E, Ferrero P, et al. *A&A*, 2012, 547: 82
- [96] Schulze S, Malesani D, Cucchiara A, et al. *A&A*, 2014, 566: 102
- [97] de Ugarte Postigo A, Cano Z, Thöne C C, et al. *Central Bureau Electronic Telegrams*, 2013b, 3637: 1
- [98] Cano Z, de Ugarte Postigo A, Pozanenko A, et al. *A&A*, 2014, 568: 19
- [99] de Ugarte Postigo A, Xu D, Leloudas G, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013a: 14646
- [100] Xu D, de Ugarte Postigo A, Leloudas G, et al. *ApJ*, 2013b, 776: 98
- [101] Levan A J, Tanvir N R, Fruchter A S, et al. *ApJ*, 2014, 781: 13
- [102] Melandri A, Pian E, D'Elia V, et al. *A&A*, 2014, 567: 29
- [103] Cenko S B, Gal-Yam A, Kasliwal M M, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14998
- [104] Singer L P, Cenko S B, Kasliwal M M, et al. *ApJ*, 2013, 776: L34
- [105] Klose S, Nicuesa Guelbenzu A, Kruehler T, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 15320
- [106] Patat F, Cappellaro E., Danziger J, et al. *ApJ*, 2001, 555: 900
- [107] Filippenko A V, Barth A J, Matheson T, et al. *ApJ*, 1995, 450: L11
- [108] Mazzali P A, Deng J, Maeda K, et al. *ApJ*, 2002, 572: L61
- [109] Bloom J S, Kulkarni S R, Price P A, et al. *ApJ*, 2002, 572: L45
- [110] Garnavich P M, Stanek K Z, Wyrzykowski L, et al. *ApJ*, 2003, 582: 924
- [111] Greiner J, Klose S, Salvato M, et al. *ApJ*, 2003, 599: 1223
- [112] Soderberg A M, Kulkarni S R, Fox D B, et al. *ApJ*, 2005, 627: 877
- [113] Bersier D, Fruchter A S, Strolger L-G, et al. *ApJ*, 2006, 643: 284
- [114] Della Valle M, Malesani D, Benetti S, et al. *A&A*, 2003, 406: L33
- [115] Della Valle M, Malesani D, Bloom J S, et al. *ApJ*, 2006b, 642: L103
- [116] Berger D, Fox D B, Cucchiara A, et al. *GRB Coordinates Network*, 2008: 8335
- [117] Soderberg A M, Berger E, Fox D. *GRB Coordinates Network*, 2008: 8662
- [118] Jin Z P, Covino S, Della Valle M, et al. *ApJ*, 2013, 774: 114
- [119] de Ugarte Postigo D, Goldoni P, Milvang-Jensen B, et al. *GRB Coordinates Network*, 2011: 11579
- [120] Olivares E F, Schady P, Kruehler T, et al. *GRB Coordinates Network*, 2011: 11578
- [121] Sparre M, Sollerman J, Fynbo J P U, et al. *ApJ*, 2011, 735: L24
- [122] de Ugarte Postigo D, Thöne C C, Gorosabel J. *GRB Coordinates Network*, 2012: 12802
- [123] Zeh A, Klose S, Hartmann D H. *ApJ*, 2004, 609: 952
- [124] Esin A A, Blandford R. *ApJ*, 2000, 534: L151
- [125] Waxman E, Draine B T. *ApJ*, 2000, 537: 796
- [126] Reichart D E. *ApJ*, 2001, 554: 643
- [127] Hjorth J, *Phil. Trans. R. Soc. A*, 2013, 371: 20120275
- [128] Meszaros P. *Sci.*, 2001, 291: 79
- [129] Zhu S, Racusin J, Kocevski D, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14471
- [130] von Kienlin A. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14473
- [131] Maselli A, Beardmore A P, Lien A Y, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14448
- [132] Golenetskii S, Aptekar R, Frederiks D, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14487
- [133] Smith D M, Csillaghy A, Hurley K, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14590
- [134] Verrecchia F, Pittori C, Giuliani A, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14515
- [135] Pozanenko A, Minaev P, Volnova A. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14484
- [136] Perley D A, Cenko S B, Corsi A, et al. *ApJ*, 2014, 781: 37
- [137] Soderberg A M, Nakar E, Berger E, et al. *ApJ*, 2006b, 638: 930
- [138] Liang E, Zhang B, Virgili F, et al. *ApJ*, 2007, 662: 1111
- [139] Chapman R, Tanvir N R, Priddey R S, et al. *MNRAS*, 2007, 382: L21
- [140] Norris J P. *ApJ*, 2002, 579: 386
- [141] Amati L, Frontera F, Tavani M, et al. *A&A*, 2002, 390: 81

- [142] Zhang B B, Fan Y Z, Shen R F, et al. *ApJ*, 2012, 756: 190
- [143] Rees M J, Mészáros P. *ApJ*, 1994, 430: L93
- [144] Sari R, Piran T. *MNRAS*, 1997a, 287: 110
- [145] Paczyński B, Xu G H. *ApJ*, 1994, 427: 708
- [146] Giannios D. *A&A*, 2008, 480: 305
- [147] Ioka K. *Prog. Theo. Phys.* 2010, 124: 667
- [148] Zhang B, Yan H. *ApJ*, 2011, 726: 90
- [149] Zhang Bo, Zhang B. *ApJ*, 2014, 782: 92
- [150] Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 2000, 530: 292
- [151] Band D, Matteson J, Ford L, et al. *ApJ*, 1993, 413: 281
- [152] Preece R D, Briggs M S, Malozzi R S, et al. *ApJ*, 1998, 506: L23
- [153] Zhang B, Lu R J, Liang E W., et al. *ApJ*, 2012, 758: L34
- [154] Waxman E. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75: 386
- [155] Waxman E, Bahcall J N. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78: 2292
- [156] Rachen J P, Mészáros P. *Phys. Rev. D*, 1998, 58: 123005
- [157] Waxman E, Bahcall J N. *Phys. Rev. D*, 1999, 59: 023002
- [158] Waxman E, Bahcall J N. *ApJ*, 2000, 541: 707
- [159] Dai Z G, Lu T. *ApJ*, 2001, 551: 249
- [160] Smith M W E, Fox D B, Cowen D F, et al. *Astroparticle Physics*, 2013, 45: 56
- [161] Maselli A, Melandri A, Nava L, et al. *Sci.*, 2014, 343: 48
- [162] Ackermann M, Ajello M, Asano K, et al. *Sci.*, 2014, 343: 42
- [163] Klebesadel R W, Laros J G, Fenimore E E. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1984, 16: 1016
- [164] Kuznetsov A V, Sunyaev R A, Terekhov O V, et al. *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, 1987, 13: 1055
- [165] Levan A J, Cenko S B, Perley D A, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013b: 14455
- [166] Xu D, de Ugarte Postigo A, Schulze S, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013a: 14478
- [167] Flores H, Covino S, Xu D, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14491
- [168] Amati L, Dichiara S, Frontera F, et al. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14503
- [169] Salvaterra R, Campana S, Vergani S D, et al. *ApJ*, 2012, 749: 68
- [170] Rhoads J E. *ApJ*, 1997, 487: L1
- [171] Rhoads J E. *ApJ*, 1999, 525: 737
- [172] Sari R, Piran T, Halpern J. *ApJ*, 1999, 519: L17
- [173] Fan Y Z, Tam P H T, Zhang F W, et al. *ApJ*, 2013, 776: 95
- [174] Liu R Y, Wang X Y, Wu X F, *ApJ*, 2013, 773: L20
- [175] Preece R, Burgess J M, von Kienlin A, et al. *Sci.*, 2014, 343: 51
- [176] Daigne F, Mochkovitch R. *MNRAS*, 1998, 296: 275D
- [177] Abbasi R, Abdou Y, Abu-Zayyad T, et al. *ApJ*, 2010, 710: 346
- [178] Abbasi R, Abdou Y, Abu-Zayyad T, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106: 141101
- [179] Abbasi R, Abdou Y, Abu-Zayyad T, et al. *Nature*, 2012, 484: 351
- [180] Hümmel S, Baerwald P, Winter W. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108: 231101
- [181] Li Z. *Phys. Rev. D*, 2012, 85: 027301
- [182] He H N, Liu R Y, Wang X Y, et al. *ApJ*, 2012, 752: 29
- [183] Liang E W, Yi S X, Zhang J, et al. *ApJ*, 2010, 725: 2209
- [184] Ghirlanda G, Nava L, Ghisellini G, et al. *MNRAS*, 2012, 420: 483.
- [185] Lü J, Zou Y C, Lei W H, et al. *ApJ*, 2012, 751: 49
- [186] Zhang B, Kumar P, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110: 121101
- [187] IceCube collaboration. *GRB Coordinates Network*, 2013: 14520
- [188] Laskar T, Berger E, Zauderer B A, et al. *ApJ*, 2013, 776: 119
- [189] Gao S, Kashiyama K, Mészáros P. *ApJ*, 2013, 772: L4
- [190] Li Z. *ApJ*, 2013, 770: L40

- [191] Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 1997, 476: 232
- [192] Sari R, Piran T. *A&AS*, 1999a, 138: 537
- [193] Sari R, Piran T. *ApJ*, 1999c, 520: 641
- [194] Briggs M S, Band D L, Kippen R M, et al. *ApJ*, 1999, 524: 82
- [195] Kulkarni S R, Djorgovski S G, Odewahn S C, et al. *Nature*, 1999a, 398: 389
- [196] Galama T J, Briggs M S, Wijers R A M J, et al. *Nature*, 1999, 398: 394
- [197] Akerlof C W, Balsano R, Barthelmy S, et al. *Nature*, 1999, 398: 400
- [198] Katz J I. *ApJ*, 1994, 432: L107
- [199] Mészáros P, Rees M J. *MNRAS*, 1999, 306: 39
- [200] Wei D M. *A&A*, 2007, 374: 525
- [201] Blake C H, Bloom J S, Starr D L, et al. *Nature*, 2005, 435: 181
- [202] Vestrand W T, Wozniak P R, Wren J A, et al. *Nature*, 2005, 435: 178
- [203] Fan Y Z, Zhang B, Wei D M. *ApJ*, 2005, 628: L25
- [204] Vestrand W T, Wren J A, Wozniak P R, et al. *Nature*, 2006, 442: 172
- [205] Racusin J L, Karpov S V, Sokolowski M, et al. *Nature*, 2008, 455: 183
- [206] Zou Y-C, Piran T, Sari R. *ApJ*, 2009, 692: L92
- [207] Yu Y W, Wang X Y, Dai Z G. *ApJ*, 2009, 692: 1662
- [208] Wren J A, Vestrand W T, Wozniak P, et al. *SPIE*, 2010, 7737: 52
- [209] Vestrand W T, Wren J A, Panaitescu A, et al. *Sci.*, 2014, 343: 38
- [210] Mundell C G, Melandri A, Guidorzi C, et al. *ApJ*, 2007, 660: 489
- [211] Gomboc A, Kobayashi S, Mundell C G, et al. *AIPC*, 2009, 1133: 145
- [212] Akerlof C W, Kehoe R L, McKay T A, et al. *PASP*, 2003, 115: 132
- [213] Klotz A, Boer M, Atteia J L, et al. *AJ*, 2009, 137: 4100
- [214] Vestrand W T, Borozdin K, Casperson D J, et al. *Astron. Nachr.*, 2004, 325: 549
- [215] Zerbi R M, Chincarini G, Ghisellini G, et al. *Astron. Nachr.*, 2001, 322: 275
- [216] Rykoff E S, Aharonian F, Akerlof C W, et al. *ApJ*, 2009, 702: 489
- [217] Kopač D, Kobayashi S, Gomboc A, et al. *ApJ*, 2013, 772: 73
- [218] Fan Y Z, Wei D M, Wang C F. *A&A*, 2004, 424: 477
- [219] Zhang B, Kobayashi S. *ApJ*, 2005, 628: 315
- [220] van Eerten H, van der Horst A, MacFadyen A. *ApJ*, 2012, 749: 44
- [221] Chevalier R. <http://arxiv.org/pdf/0706.0461v1.pdf>, arXiv:0706.0461, 2007
- [222] Nugis T, Lamers H J G L M. *A&A*, 2000, 360: 227
- [223] Panaitescu A, Vestrand W T, Woźniak P. *MNRAS*, 2013, 436: 3106
- [224] Vink J S, de Koter A, Lamers H J G L M. *A&A*, 2001, 369: 574
- [225] Zou Y C, Wu X F, Dai Z G. *MNRAS*, 2005, 363: 93
- [226] Sari R. *ApJ*, 1997b, 489: L37
- [227] Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 1998a, 298: 87
- [228] Abdo A, Ackermann M, Ajello M, et al. *ApJ*, 2009b, 706: 138
- [229] Wang X Y, Liu R Y, Lemoine M. *ApJ*, 2013, 771: L33
- [230] Kouveliotou C, Granot J, Racusin J L, et al. *ApJ*, 2013, 779: L1
- [231] Fynbo J P U, Watson D, Thöne C C, et al. *Nature*, 2006, 444: 1047
- [232] Ofek E O, Cenko S B, Gal-Yam A, et al. *ApJ*, 2007, 662: 1129
- [233] Thöne C C, Fynbo J P U, Östlin G, et al. *ApJ*, 2008, 676: 1151
- [234] Lu Y, Huang Y F, Zhang S N. *ApJ*, 2008, 684: 1330
- [235] Della Valle M, Chincarini G, Panagia N, et al. *Nature*, 2006a, 444: 1050
- [236] Gal-Yam A, Fox D B, Price P A, et al. *Nature*, 2006, 444: 1053
- [237] Savaglio S. *New J. Phys.*, 2006, 8: 195
- [238] Castro-Tirado A J, Bremer M, McBreen S, et al. *A&A*, 2007, 475: 101
- [239] Levesque E M, Kewley L J, Graham J F, et al. *ApJ*, 2010a, 712: L26

- [240] Graham J F, Fruchter A S. *ApJ*, 2013, 774: 119
[241] Fruchter A S, Levan A J, Strolger L, et al. *Nature*, 2006, 441: 463
[242] Fynbo J P U, Jakobsson P, Prochaska J X, et al. *ApJS*, 2009, 185: 526
[243] Bloom J S, Perley D A, Li W, et al. *ApJ*, 2009, 691: 723
[244] Tanvir N R, Rol E, Levan A J, et al. *ApJ*, 2010, 725: 625
[245] Cenko S B, Frail D A, Harrison F A, et al. *ApJ*, 2010, 711: 641
[246] Modjaz M, Kewley L, Bloom J S, et al. *ApJ*, 2011, 731: L4
[247] Gotz D, Paul J, Basa S, et al. *AIPC*, 2009, 1133: 25

GRB 130427A/SN 2013cq and the Gamma-Ray Burst/ Supernova Associations

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: Eleven gamma-ray burst (GRB)/supernova (SN) associations have been identified since the first possible connection between GRB 980425 and SN 1998bw was discovered in April 1998. The most recent association is GRB 130831A/SN 2013fu which was identified in September 2013. By studying these GRB/SN associations in details, our understanding of GRBs as well as type Ic SNe has been greatly deepened, and the study of the evolution, death as well as explosion of massive stars has been advanced. The observations and analysis of their multi-band afterglows and supernova spectra have gradually unveiled the GRB/SN central engines. GRB 130427A is the only-known unique energetic and luminous GRB discovered in the local universe. The GeV gamma-ray emission of GRB 130427A challenges current GRB radiation mechanisms. The bright optical flash from GRB 130427A provides valuable clues about the nature of the explosion. The kinetic energy of SN 2013cq accompanied GRB 130427A is one of the largest kinetic energy of all SNe associated with GRBs. The non-detection of neutrinos from GRB 130427A/SN 2013cq can put useful constraint on the models for GRB prompt emission. In this review, we summarize the important observational properties of GRB 130427A/SN 2013cq, which are very valuable for exploring the nature of GRB-SN association and the detailed properties of the prompt and afterglow emission.

Key words: gamma-ray burst; supernovae; neutron star; black hole