

文章编号: 1000-8349(2004)03-0245-17

γ 射线暴的时变分析

宋黎明, 申荣锋, 雷亚娟

(中国科学院 高能物理研究所, 北京 100039)

摘要: γ 射线暴是天空中突然的硬 X 射线 / γ 射线爆发现象, 有着非常复杂的光变曲线。由于光变现象和辐射过程直接相关, 因此, 研究 γ 射线暴的时变规律是非常重要的。对 γ 射线暴的一些时变现象以及通过时变研究得出的分类、脉冲形状、功率谱、时间演化、光度等性质进行了总结, 并对一些结果进行了讨论。

关键词: 天体物理学; γ 射线暴; 综述; 数据分析; 时变规律; 光度

中图分类号: P172.3

文献标识码: A

1 引 言

γ 射线暴 (Gamma-ray Bursts, GRB) 是天空中短暂而又强烈的 γ 射线突然爆发现象, 由上世纪 60 年代冷战时期监测核爆炸的卫星偶然发现^[1]。这种爆发在空间和时间上都是随机的, 其主要的辐射能区在约 100 keV 到 1 MeV 之间, 光变曲线非常复杂。自 GRB 被发现以来, 有许多卫星观测到了这种神秘的天文现象, 积累了大量的观测数据, 但是仍然有许多基本的问题 (如起源、爆发机制等) 没有解决。

GRB 的研究大致可以分为 3 个阶段, 在 CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) 发射升空以前为第一阶段, 这一阶段由于不同的仪器声称观测到了回旋吸收线和被红移的正负电子湮灭线, 人们曾认为 GRB 是发生在银河系内中子星上的某种过程^[2~4]。至于 GRB 的空间分布, 虽然那时有迹象表明是空间各向同性的, 但由于人们认为 GRB 产生于银河系内, 这种空间分布则被认为是由于仪器的空间分辨率太低造成的。

GRB 研究的第二阶段以 1991 年 4 月 CGRO 的发射升空为标志, CGRO 上的 BATSE (Burst And Transient Source Experiment) 探测到的 GRB 是空间各向同性分布的, 但在 $\lg N(>P) - \lg P$ 分布图上弱暴的数目明显偏离 $-3/2$ 线, 即弱暴偏少。由于 GRB 的宇宙学起源模型可以自然地得出其空间各向同性分布, 并且由于宇宙学的影响可以自然地解释弱暴相对偏少的现象, 因而从根本上改变了 GRB 起源于银河系内的观点。宇宙学距离要求的爆发能量非常大, 为了给 GRB 的爆发提供足够的能源, 人们提出了大质量星坍缩、中子星 - 黑洞系统合并

等模型^[5~10]，同时对 GRB 的辐射过程进行了深入的讨论。这个阶段主要的研究特点是在宇宙学距离上对 GRB 的产生机制进行深入的研究。

GRB 的能谱是非热谱，其 X 射线辐射通常很弱，对于典型的 GRB，小于 10 keV 的辐射只占总辐射的百分之几，但大多数暴存在高能尾巴，有的甚至可以探测到 GeV 以至 TeV 的高能辐射光子^[11,12]。Band 等人^[13]发现，GRB 的能谱可以用一个简单的函数来表示，其高能和低能端分别是两段幂律谱，低能端的谱指数约为 -1 ，在能量大于 0.1~1 MeV 区间谱指数变为 2~3，两段能谱在 0.1~1 MeV 能区平滑相接。虽然 Band 的这个能谱形式成功地描述了大多数暴的谱形，但是如何将它与辐射理论模型联系在一起还是一个^[14]问题。

1997 年 2 月 28 日，意大利、荷兰合作发射的天文卫星 Beppo-SAX 幸运地观测到了 GRB 970228 的 X 射线对应体^[15]，这使得 GRB 的研究进入了一个新阶段。由于得到了对应体的精确位置，大大延长了观测时间，使得多波段观测成为可能，促进了 GRB 余辉的深入研究。观测发现，在有 X 射线余辉的 GRB 中，仅有部分有光学余辉。对一些有余辉的 GRB 的寄主星系进行测量发现，其红移有的高达 4.5，从而确切地定出了它们是宇宙学距离上的事件^[16]。通过对余辉的观测，可以得到 GRB 爆发机制、爆发环境、爆发演化、是否各向同性辐射等多种信息。同时，通过 X 射线的能谱观测，也可以对 GRB 的前身星提供限制^[17~19]。GRB 余辉方面的研究请参阅有关的评述文章^[20~22]。

观测显示，GRB 具有非常复杂的光变曲线(如图 1 所示)，和能谱、余辉等观测性质一

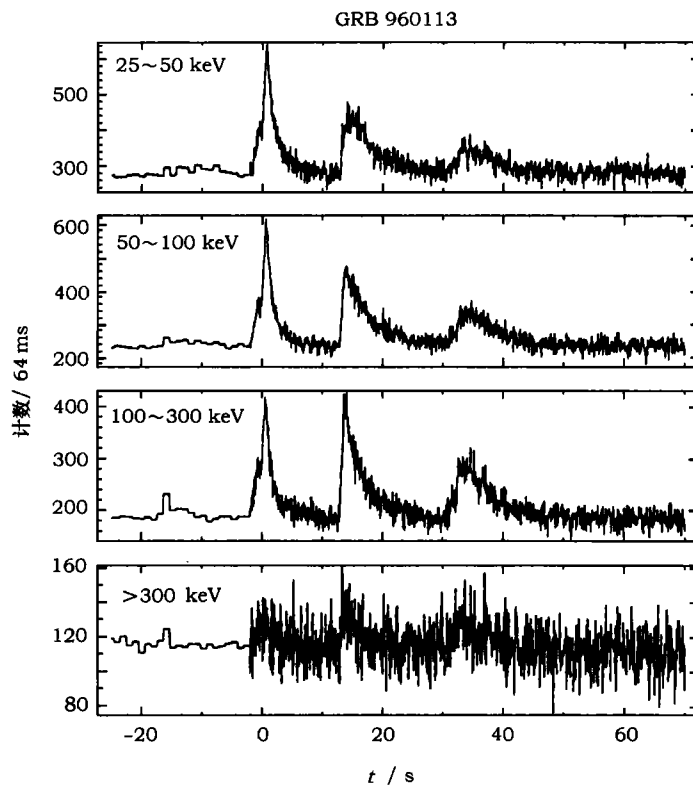


图 1 BATSE 的 LAD 探测器分别在 4 个能道记录到的 GRB 960113 的光变曲线

样, 这些光变曲线直接反映了 GRB 高能辐射过程的信息, 有助于全面了解 GRB 的辐射图像, 加深对 GRB 的认识。本文将对 GRB 研究中有关时变分析的结果进行总结, 并对某些结果进行讨论。

2 GRB 的分类及其性质

GRB 是光变非常复杂的天文现象。在 CGRO/BATSE 的观测中, 为了表征其持续时间, 定义了 T_{90} 和 T_{50} 。 T_{90} 表示在 $25 \sim \geq 300$ keV 能段探测器记录到总光子数的 5% 和 95% 时刻的时间间隔, T_{50} 表示记录到总光子数的 25% 和 75% 时刻的时间间隔。 GRB 的持续时间可以跨越几个量级, 从几毫秒到几千秒, 通常在几秒到几十秒之间。如果使用 T_{90} 或 T_{50} 来统计 GRB 持续时间的分布, 可以发现这个分布是不均匀的, 在大约 2 s 处存在明显的界限 (见图 2)。基于这个事实, Kouveliotou 等人^[23] 将 GRB 分为持续时间大于 2 s 的长暴和小于 2 s 的短暴两个子类。观测资料的积累更加证实了这个结果。短暴的数目大约为长暴的 1/3, 但如果考虑到 CGRO/BATSE 对长暴的触发效率比对短暴高, 短暴的真实数目会比这个比例高一些^[24]。

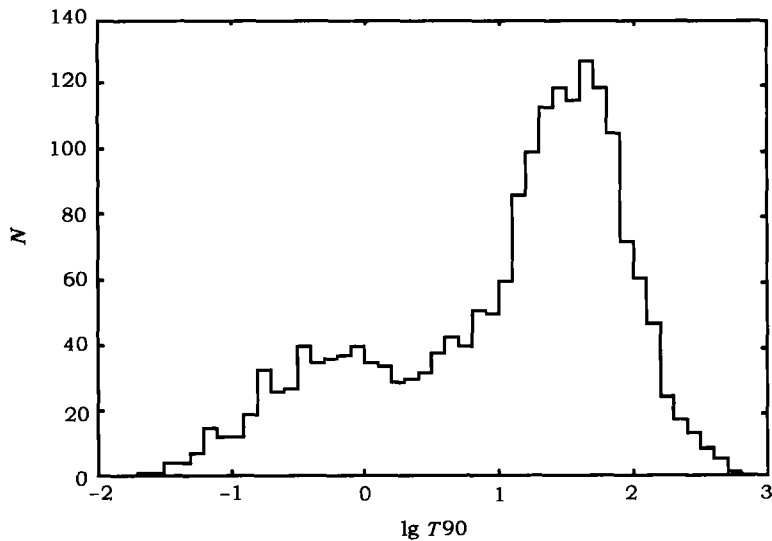


图 2 GRB 持续时间 T_{90} 的分布^[48]

还有另外一类暴——超短暴, 其持续时间小于 0.1 s, BATSE 的数据中共有 46 个这样的事件^[25]。这类 GRB 的空间分布性质与正常暴有很大的不同。首先, 这些暴的空间分布不是空间各向同性的; 其次, 这些暴的 $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.64 \pm 0.14$, 更像是一个欧几里得空间的分布。也就是说, 超短暴不是产生在宇宙学距离, 而是产生在比较近距离的天文现象。当然, 这里必须考虑 BATSE 对短暴探测的选择效应。BATSE 的触发判选标准是在 64、256、1024 ms 时间道中有超出背景 5.5σ 的触发。显然, 对于持续时间小于 64 ms 的暴来说, 它的总计数只有大于 64 ms 背景计数的 5.5σ 时, 才能触发探测器被记录到, 也就是说只有比较强的短

暴才能被触发记录到^[26]。超短暴表现出的这些性质,是仅探测到强暴的缘故还是其本身的性质,仍需要研究。

在 GRB 的分类中,持续时间的分类是最显然的分类。研究表明,长、短暴的硬度有明显的不同,短暴较硬,长暴较软^[23,27],但长暴和短暴在空间分布、 $\lg N(>P)-\lg P$ 分布的差异并不明显。有观测证据显示,短暴存在硬 X 射线余辉^[28],但没有确切看到其光学余辉^[29],而长暴存在光学余辉,这是观测仪器的响应时间所限导致的选择效应^[30,31]还是 GRB 本身性质造成的,仍然没有一个明确的答案。

现在一般认为,长暴的能源可能来自大质量星的坍缩、致密星体的并合、快速旋转和磁场超强的致密天体、致密天体的相变,或者和大质量黑洞的吸积有关,也可能和超新星爆发有某种联系,但到目前为止人们还不能确定 GRB 的起源。另一方面,长暴和短暴在本质上有什么不同一直是人们关心的问题。有一种观点认为这两类暴都是宇宙学距离的,只不过是起源不同,短暴可能起源于致密天体的并合,而长暴则是和大质量天体有关^[32,33,21]。极短暴可能起源于银河系内^[25],甚至是原始黑洞爆发所致^[34]。起源于银河系还是宇宙学距离,这巨大的距离差异将对 GRB 的能源、辐射过程等产生根本性的影响。

许多学者研究了宇宙学红移对 GRB 的影响。Norris 等人^[35]和 Nemiroff 等人^[36]对持续时间大于 1.5 s 的 131 个 GRB 进行了分析,发现暗暴的持续时间要比亮暴大 2.3 倍,如果认为这是受宇宙学红移的影响(时间膨胀效应),则相应的红移值为 2.6。Fenimore 和 Bloom^[37]发现,如果将时间结构的宽度随能量增加而减小($W(E)\propto E^{-0.4}$)的因素考虑在内的话,那么时间膨胀所对应的宇宙学红移值为 6,这时宇宙的演化效应不能忽略。Norris 等人^[38]研究了测到红移而且被 CGRO/BATSE 探测到的几个暴的观测数据,发现不同能段辐射存在时间延迟现象,高能超前;时间延迟和峰值光度存在反相关,基本遵从指数为 -1.1 的幂律分布。由于测到的峰值光度和距离(红移)有关^[39],因而这个关系也说明了不同能段辐射的时间延迟和红移有关。另外,对于时间延迟很大($1\sim 2\text{ s} < \tau < 10\text{ s}$)的那些暗暴(不仅限于观测到红移的),它们的 $\lg N(>P)-\lg P$ 分布接近 $-3/2$ 的分布,且有向超星系平面聚集的趋势^[40,41],这也许暗示着这些暴距离我们比较近。总之这是一类性质比较特殊的 GRB。

有不少作者对长暴和短暴进行了研究。Bziazs 等人^[42,43]分析了持续时间与流量之间的关系,结果发现,对于长暴和短暴,其流量和持续时间之间表现出的幂律关系显著不同,这也许反映了两类暴物理机制的不同。Norris 等人^[44]对短暴研究发现,其不同能段的时间延迟性质和长暴不同,平均来讲,短暴的时间延迟要比长暴小 20~40 倍,而且有不少的短暴表现出低能超前。对于大多数短暴,其光变非常剧烈, $\delta t_{\min}/T \ll 1$, 这里 δt_{\min} 是最短脉冲的持续时间, T 为整个暴的持续时间。由此 Nakar 和 Piran^[45]得出结论,外激波不能产生短暴。另一方面,McBreen 等人^[46,47]分析了长暴和短暴的时变特性,研究了上升时间、下降时间、脉冲半宽、脉冲幅度和面积等特征量的分布,发现它们都遵从对数正态分布(Log-normal distribution),且两类暴的分布相当吻合。由此推出,这两类暴持续时间的不同可能是由不同的前身星造成的,但它们的物理机制相同,都通过内激波来产生观测到的光变曲线。显然,长暴和短暴既有共同点又有不同点,有必要进一步地深入研究。

随着观测资料的积累,Horvath^[48]重新对 GRB 的持续时间分布进行了分析,发现对于目前的 GRB 而言,存在 3 类分布的可能性非常大。与此同时, BATSE 记录了 GRB 的多个

特征量, 如 64、256、1024 ms 时间道的峰值流量, 以及持续时间 T_{90} 和 T_{50} , 并能得出不同能道的硬度比等参数, 因此可以进行多变量的聚类分析。Mukherjee 等人^[49]和 Balastegui 等人^[50]从多变量分析的角度对 GRB 进行了重新分类, 同样得出存在 3 类不同性质 GRB 的结论。在这些分类中, 经典的短暴基本上都是自成一类, 而经典的长暴 ($T_{90} > 2$ s) 被分成两类 (如图 3 所示)。根据 Balastegui 等人的分析 (见表 1), 3 类 GRB 的不同也许意味着它们物理机制的不同, 第一、二类可能对应着中子星 - 中子星或中子星 - 黑洞的起源; 第三类的 $\langle V/V_{\max} \rangle$ 很小, 因而可能对应大质量星的坍缩、更远的距离、更大的红移值 ($z \approx 10$)。

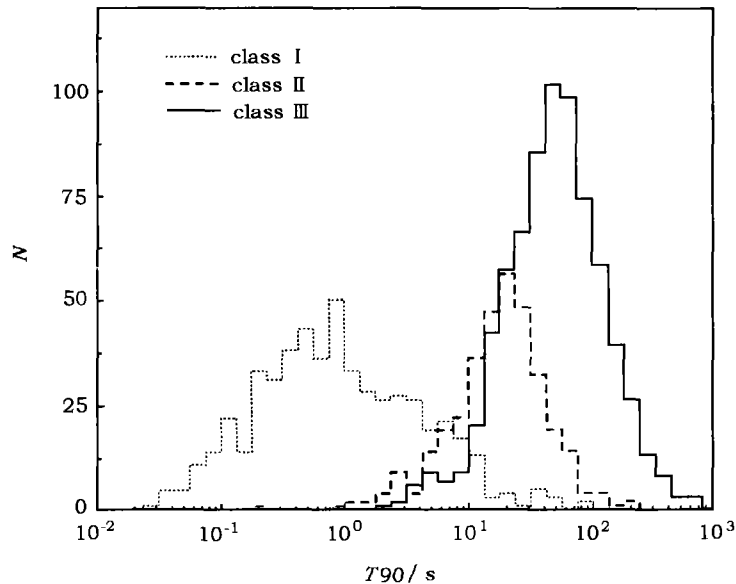


图 3 利用神经网络方法得出的 3 类 GRB 持续时间 T_{90} 的分布^[50]

表 1 用神经网络方法得出的 3 类 GRB 的特征量分布^[50]

| 类型 | 数量 | $\langle T_{90} \rangle / s$ | $\langle H_{32} \rangle$ | $\langle V/V_{\max} \rangle$ | $\langle P_{1024} \rangle / \text{光子} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ | $\langle F_{\text{total}} \rangle / 10^{-13} \text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ |
|-----|-----|------------------------------|--------------------------|------------------------------|---|---|
| I | 531 | 3.05 ± 0.34 | 6.20 ± 0.22 | 0.287 ± 0.017 | 0.81 ± 0.04 | 1.13 ± 0.07 |
| II | 341 | 25.0 ± 1.4 | 3.05 ± 0.10 | 0.307 ± 0.019 | 1.25 ± 0.08 | 2.82 ± 0.16 |
| III | 727 | 71.8 ± 2.8 | 3.15 ± 0.05 | 0.123 ± 0.008 | 4.51 ± 0.28 | 30.8 ± 2.5 |

注: T_{90} 为持续时间, H_{32} 为硬度比, $\langle V/V_{\max} \rangle$ 表示某一类暴的数密度随距离分布的特征量, P_{1024} 为峰值流量 (亮度), F_{total} 为总积分能量流量。

GRB 的光变曲线反应了与具体物理过程直接相关的信息, 而光变曲线的傅里叶功率谱是对时变行为的一种描述, 它反映了各个频率成分的光变其光变程度在频率轴上的连续分布; 傅里叶功率谱的形态和结构可以反映高、低傅里叶频率成分的光变程度的相对大小, 以及是否有周期或准周期的光变成分。如果上述 3 类 GRB 的物理过程有所不同, 那么很可能会反映在其时变行为上, 因而光变曲线的傅里叶功率谱应该可以用来对这种分类作一种独立的检验。按照 Balastegui 等人的分类结果, 我们计算了对应第二、三两类长暴的平均功率谱^[51]。

在平均功率谱的形态和结构上,除幂律谱谱指数的大小有细微差别外,这两类长暴并没有显示出明显的不同,如图 4 所示。功率谱的形状是一幂律谱,表示在该幂律谱对应的傅里叶频率范围内不存在某一特征频率,即在不同时标上的光变具有自相似性^[52]。因此我们进一步推论这两类暴在其爆发过程中都存在一个在较宽时间尺度范围内具有自相似特征的物理过程(Stern^[53]曾提出磁流体中的磁重联爆发可能会产生功率谱所揭示的自相似特征)。Balastegui 等人认为他们划分出的 3 类暴可能分别对应着 3 种不同的前身星,在这种前提下,我们直接由 GRB 的光变曲线得到的两类长暴的平均功率谱的结果,说明了长暴的光变曲线不敏感于前身星的不同;即使这两类暴有不同的前身星,那么有可能它们都经历了一个相对论性膨胀的火球阶段,在此阶段能量以湍流引起的磁重联爆发的形式释放,之后,有关前身星的信息被丢失。从另一个角度讲,如果认为 GRB 的光变曲线包含有“中心发动机”的信息,甚至是直接反映 GRB 前身星的信息,那么我们得到的结果则是倾向于认为这些暴具有同一起源。

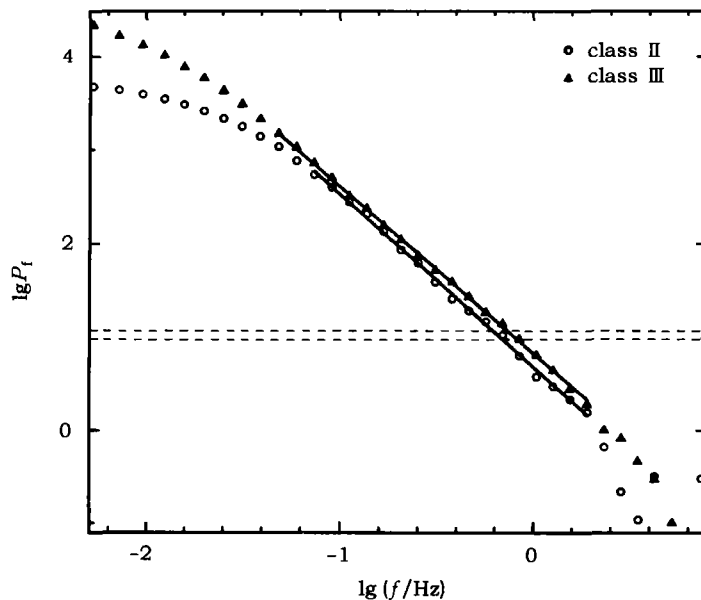


图 4 神经网络方法得出的第二、三类 GRB 的平均功率谱^[51]

其中水平虚线表示噪声功率的大小。

3 GRB 的脉冲形状

GRB 的光变曲线是非常复杂的,现在一般认为是内激波产生了这些光变曲线。很显然,GRB 的脉冲形状不仅和辐射机制有关,而且和辐射区、相对论喷流的动力学行为有关。对观测数据的分析发现,GRB 的光变由很多子脉冲组成,这些子脉冲的宽度在一个暴中的分布是相当宽的。大多数 GRB 脉冲的形状呈现出一个明显的特点,即上升快,下降慢,可以用这样一个函数来描述^[54]:

$$I(t) = A \exp\left(-\left|\frac{t-t_{\max}}{\sigma_{\tau,d}}\right|^{\nu}\right), \quad (1)$$

这里 t_{\max} 是脉冲强度最大 (峰值 A) 所对应的时刻, σ_r 和 σ_d 分别对应上升 ($t < t_{\max}$) 和下降 ($t > t_{\max}$) 的时间常数, ν 是描述脉冲尖锐程度的量。但是又有人发现用幂律函数形式能更好地描述 GRB 脉冲的上升和下降段 [55,56]。Kocevski 等人 [56] 对 77 个单个脉冲的分析结果表明, 单个脉冲的上升、下降时间之比平均为 0.47。根据内激波模型, 不同壳层之间的碰撞会产生激波, 并通过同步辐射和逆康普顿散射等过程将其内能释放出来。有观点认为, GRB 的脉冲形状和壳层之间的碰撞直接相关 [57]。Ryde 和 Petrosian [58] 认为, 在内激波模型框架内, 球状膨胀的壳层上不同角度的辐射到达观测者时间的不同可以解释 GRB 快上升、慢下降的脉冲形状。

对 GRB 990123 光变曲线的分析表明, GRB 990123 的脉冲宽度随时间的演化非常小, 小于外激波的预期值。Fenimore 等人 [59] 由此提出, GRB 的 γ 射线产生于其中心发动机, 而不是外激波。根据分析得知 [60], GRB 920229 存在上升时间约 220 μs 、下降时间约 400 μs 的脉冲, 由此可以算出其辐射区的线度要小于 66 km。在外激波模型下, 可推测此暴的相对论性外流内部的洛伦兹因子弥散要小于 1%。

Link 等人 [61] 计算了 GRB 在 BATSE 不同能道的光变曲线的自相关函数 (ACF), 发现在高能段的时间结构要比低能段的窄, 并且上升和下降是不对称的。Fenimore 等人 [62] 对不同能段的时间结构的分析结果进一步确定, GRB 脉冲宽度与能量的相关是一幂律关系: $W(E) \propto E^{(\approx -0.4)}$ 。Norris 等人 [54] 通过拟合强暴中较明显的脉冲, 得到脉冲的时间参数, 从统计分析上证实了 Fenimore 等人发现的幂律关系, 以及脉冲上升快、下降慢的特点, 上升 / 下降时间之比约 0.3~0.5, 且与能量无关, 高能脉冲顶点有轻微超前低能脉冲顶点的趋势。他们提出, 脉冲形状不对称、宽度与能量相关这两个特征相结合可以解释脉冲过程中的能谱软化现象 (见图 5, 能谱软化见本文第 5 节)。

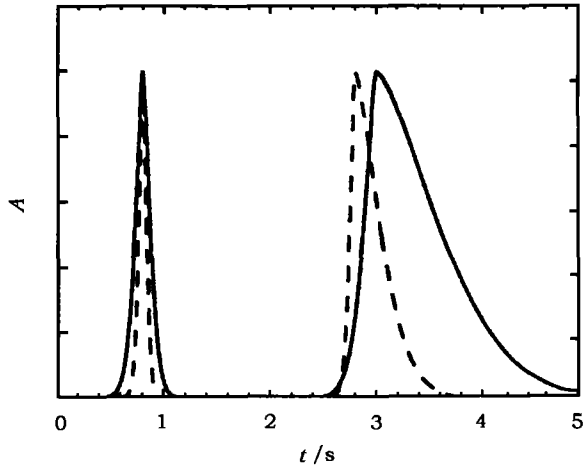


图 5 脉冲形状不对称性与宽度 - 能量相关对 GRB 脉冲能谱变软的贡献 [54]

实线代表低能 (几十 keV) 辐射, 虚线代表高能 (几百 keV) 辐射。观测到的脉冲形状在窄、对称 (左) 到宽、非对称 (右) 之间分布, 前者造成的低能流量重心相对高能的后移很小, 而后者会产生约为 FWHM 大小的流量重心后移。高能计数峰值提前到达, 低能脉冲有更长的衰减过程, 这两个特征产生了低能流量重心后移, 因而可以解释脉冲的软化现象。

GRB 的光变是由单个脉冲产生的, 脉冲之间的间隔也是了解其辐射机制和动力学行为的一个重要线索, 是另一个重要时标。Nakar 和 Piran [63] 对长暴的分析表明, 长暴单个脉冲的持续时间满足对数正态分布, 在排除了宁静时间 (没有超出背景的信号时间) 后, 脉冲的间隔时间也满足对数正态分布, 由此他们认为 GRB 存在 3 种不同的时标, 即决定脉冲持续时间和脉冲间隔的时标、对应宁静期的非活动时标和对应持续时间的总体活动时标, 这些时标为

GRB 的研究提出了限制。如果脉冲的发生是独立的,则某段时间间隔内的脉冲数目将遵从泊松分布,脉冲间隔将遵从指数分布。但是在数据处理中,两个甚至多个相隔很短的脉冲,由于相互叠加,往往被认为是一个脉冲;而对于间隔较长的脉冲,则会在脉冲之间误认为有其他较小的脉冲,从而影响了数据分析的可靠性。目前认为光变曲线是由内激波随机相撞产生的,为检验模型的正确与否以及发现新规律和机制,对脉冲的统计分析是一条非常重要的途径,因而有必要发展新的统计方法,使用新的数据,开展单个脉冲的统计研究^[64]。

对 GRB 来说,其光变曲线存在一个峰值,如果以这个峰值位置为时间基点,将多个 GRB 的光变曲线相加,则得出另一个平均量,即峰值后沿的演化,这可以用来研究光变曲线的演化规律。Stern^[65]对此进行了研究,并发现对于 GRB 而言,这个平均形状遵从一个简单的规律: $I \propto \exp[-(t/t_0)^{1/3}]$, t 是距离峰值位置的时间, t_0 是一个时间常数,对强暴而言 $t_0 \approx 0.3$ s,对弱暴 $t_0 \approx 1$ s,这个规律可以持续到峰后 150 s 左右。弱暴峰值后沿的衰减要比强暴的慢,这也许是宇宙学红移造成的时间膨胀效应的影响^[66,67]。上述仅有一个参数的演化规律,对 GRB 辐射机制是一个强有力的限制。而对和 GRB 相似的太阳耀斑事例,其衰减规律

是 $I \propto \exp[-(t/t_0)^{1/2}]$,但在大于 50 s 后,其幂律指数也有变为 1/3 的趋势,见图 6。这是否暗示 GRB 和太阳耀斑之间存在内在机制上的联系?

利用这样一个简单的规律: $I \propto \exp[-(t/t_0)^{1/3}]$,可以对 GRB 的辐射特性进行推测。GRB 的剧烈光变可以看成是一个具有稳定时间常数的简单随机过程表现出来的变化。从这个假设出发, Stern 和 Svensson^[68]认为, GRB 强烈的光变和一些重要的统计性质,可能是一个在临界点附近随机脉冲雪崩模型的级联反应所致,即在 GRB 的爆发过程中,与星际介质作用和激波的碰撞,会将火球的能量带入湍流中的磁场,并通过磁场的重联将这个能量释放出来。至于脉冲的数目,取决于初始激发和级联过程。

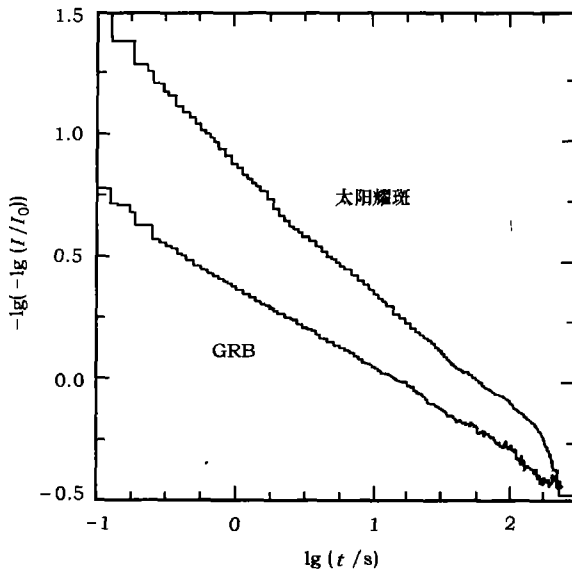


图 6 409 个 GRB 及 290 个太阳耀斑分别以峰值处为时间起点的平均衰减轮廓^[65]

其中 GRB 的平均轮廓遵从一个简单的规律: $I \propto \exp[-(t/t_0)^{1/3}]$ 。

4 GRB 的功率谱

傅里叶功率谱 (Power Density Spectrum, PDS) 反映整个光变曲线的性质,通过对它的研究,可以加深对 GRB 辐射过程的认识。研究发现,在经过一定的归一、平均之后, GRB 的平均 PDS 从低频到高频呈幂律单调下降,中间没有特殊的结构,即 GRB 没有周期或准周期信号^[52,69,70]。Beloborodov 等人^[52]发现长暴平均 PDS 的幂律谱指数约等于 $-5/3$ (见图 7),和

描述湍流介质中速度涨落的科莫戈罗夫谱 (Kolmogorov spectrum) 的谱指数相等. 这仅仅是一巧合, 还是暗示着 GRB 的能量释放和湍流有关? 目前仍不清楚. 在高频端约 2 Hz 处 PDS 有一指数下降的截断, 此截断的位置随暴的亮度没有明显的单调变化^[70]. 这一截断表明 GRB 缺少甚短时标的光变, 即在 GRB 的光变曲线中没有或很少有光变时标小于 0.5 s 的功率; 由于这个时标不随亮度变化, 说明它对于每个 GRB 是基本相同的, 所以是 GRB 的另一个限制条件. 因为光变时标和洛仑兹因子直接相关, 由此可以得出在 GRB 的 γ 射线辐射阶段, 不同暴之间的洛仑兹因子的弥散不能太大 ($\Delta\gamma/\gamma \leq 2$).

Beloborodov 等人^[69] 观测到 GRB 功率谱的谱指数与光子能量、暴的亮度都有关系. 对于高能道的光变曲线, 其功率谱要比低能道的平, 亮暴的比暗暴的平. 平均 PDS 变平, 说明小时间尺度的光变活动增加, 这反映了 GRB 群体本征动力学过程的时变特征的演化. 高能道功率谱变平, 可能与时间结构的宽度和能量的相关有关. 至于亮暴功率谱比暗暴的平, 不能用时间膨胀效应来解释, 因为时间膨胀效应不会改变功率谱的幂律指数^[69,70], 所以必须给出另外的解释.

在 GRB 的宇宙学模型下, 若假设它们是“标准烛光”和各向同性辐射, 并且所有暴的爆发过程是相同的, 则亮暴具有较小的红移, 暗暴具有较大的红移. 如前所述, 红移的影响不会改变平均 PDS 的形状. 另一方面, 由于宇宙学红移的影响, 暗暴的更高能量的辐射会红移到观测能段, 或者说在某个观测能段暗暴对应的本征光子能量更高, 因此暗暴的 PDS 应该更平, 但实际情况正好相反. 如果 GRB 的“标准烛光”、各向同性辐射和辐射过程相等等假设成立, 则平均 PDS 随暴的亮度增加而变平的趋势不是红移造成的, 这说明存在源的演化, 至少在暴本征爆发过程的时间特征上亮暴和暗暴是不同的. 另一方面, 如果考虑 GRB 的喷流效应, 其最大能量与“标准烛光”(峰值在 $E \approx 5 \times 10^{43}$ J) 符合得很好^[71], 但喷流张角的影响使得观测到的能流分布在很宽的范围, 也就是说, 某些暗暴离我们的距离并不远, 其能流小是由于喷流张角大造成的. 由此得出的推论是喷流张角较大的 GRB, 其小时标光变应减少.

Chang 等人^[72,73] 计算了已知红移的几个 GRB 光变曲线的功率谱, 发现其功率谱曲线随着红移增加有变陡的趋势, 即幂律指数变小, 由此他们得出了一个关于暴的功率谱谱指数与红移相关关系的粗略经验公式, 利用这一公式可以估计那些没有测到红移的 GRB 的红移值.

GRB 光变曲线由一些脉冲组成, 脉冲的宽度分布、形状和间隔等因素都会对光变曲线的功率谱产生影响, 而这些因素都与辐射过程直接相关, 因此平均功率谱对辐射机制有严格的限制. Rees 和 Meszaros^[74] 认为内激波产生在暂态的、不稳定的相对论性的星风中. Panaitescu

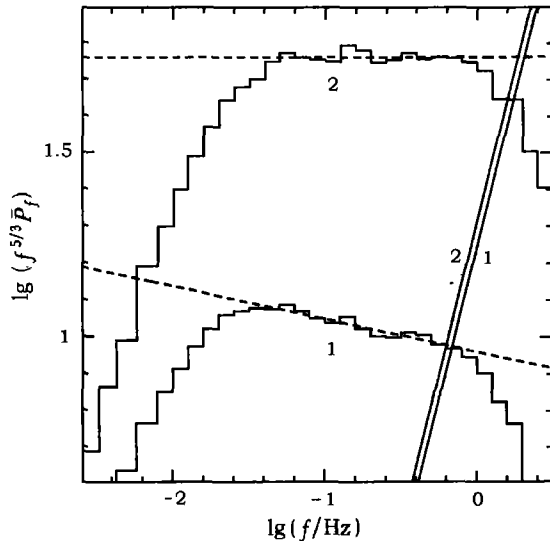


图 7 527 个暴的平均傅里叶功率谱^[69]

注意, 纵轴被乘上了 $f^{5/3}$ 因子. 1、2 表示计算中分别使用了两种不同的归一方式; 当选用暴的峰值亮度归一时, 功率谱幂律谱指数正好为 $-5/3$. 图右长实线表示噪声功率大小.

等人^[75]以这种观点为基础对 GRB 的光变曲线进行了模拟, 他们发现 GRB 的功率谱对星风的出射形态、能量释放参数等十分敏感。

5 GRB 能谱的时间演化

GRB 能谱存在演化^[76~79]。一般说来, 如果光子能量随光子流量增加, 意味着有能量注入到辐射区, 这时产生辐射的粒子其平均能量增加; 反之, 意味着产生辐射粒子的平均能量减小。这一特征对研究辐射形态极有帮助。

能谱硬度可以用高能道与低能道的计数之比——硬度比 (Hardness Ratio) 表示。Norris 等人^[80]发现在 SMM (Solar Maximum Mission) 卫星观测到的 10 个 GRB 中, 强单个脉冲存在由硬到软的演化, 并且其硬度的峰值超前于强度的峰值。Bhat 等人^[81]研究了 BATSE 探测到的具有尖锐上升、缓慢衰减特点的部分 GRB, 发现对于大部分的暴来说, 其硬度比超前于计数率, 且呈现出从硬到软的连续演化; 计数率峰值与硬度峰值之间的时间延迟和计数率曲线的上升时间直接相关。

利用不同能道计数率得出的硬度比, 是对 GRB 辐射性质的一个粗略的描述, 因为这种比值不仅和辐射性质有关, 而且和探测仪器的能量响应有关。为了更精确地描述 GRB 的辐射性质, Ford 等人^[77]建议用分时间段能谱拟合的方式来研究 GRB 的能谱演化, 并建议用参量 νF_ν 的峰值位置来表征能谱的硬度。Band 等人^[13]发现可以用一个简单的分段函数来很好地描述 GRB 的光子数能谱:

$$N_E(E) \left(\frac{\text{光子}}{\text{keV} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^2} \right) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp^{-E/E_0}, & E \leq (\alpha - \beta)E_0, \\ A' \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta, & E > (\alpha - \beta)E_0. \end{cases} \quad (2)$$

它是两段幂律谱, 在能量 E_0 附近处相接, α 和 β 分别是低能和高能幂律谱指数。由于光子能谱的量纲为光子 / $\text{keV} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^2$, 则 $N_E(E)E^2 \propto \nu F_\nu$ 。这样, 如果用上述形式的能谱对 GRB 进行拟合, 得出相应的参数, 那么在一定条件下 ($\beta < 2$), 参量 νF_ν 的峰值 (E_p) 可以表示为 $E_p = (2 + \alpha)E_0$, 如果 E_p 位于高能区, 则 GRB 较硬, 反之较软。由于 Band 谱可以很好地拟合 GRB 的能谱, 且与具体的辐射模型关系不大, 因而利用 E_p 可以得到 GRB 能谱硬度演化的比较客观的描述。

利用计算 νF_ν 峰值能量的方法, Ford 等人^[77]对 BATSE/SD 探测器 (观测能区 10 keV~100 MeV, 256 个能道) 观测到的 37 个亮、长暴进行了研究, 发现 νF_ν 峰值能量随辐射强度的增加而增加, 并有稍微超前于辐射强度的趋势。在有多脉冲的情况下, 后面的脉冲和前面的脉冲相比其硬度变软。如果把光子数流量 (光子 / $\text{s} \cdot \text{cm}^2$) 对时间进行积分, 则能得到一个新量——总光子积分强度 (photon fluence, 光子 / cm^2); 类似地, 把能量流量 ($\text{J} / \text{s} \cdot \text{cm}^2$) 对时间积分, 能得到另一个新量——总能量积分强度 (energy fluence, J / cm^2)。这两个量在 GRB 的演化中遵从不同的规律。另外, 对 26 个 GRB 的 41 个脉冲的研究表明^[82~84], E_p 随总光子积分强度指数衰减, 而且也随总能量积分强度线性衰减, 在所研究的脉冲中此趋势是相同的。这对

GRB 的辐射提供了新的限制^[85~87]。

对于有多个脉冲以及脉冲非常复杂的 GRB, 由于脉冲之间的重合非常严重, 因而利用单个脉冲来研究 GRB 时间演化特征比较困难。另一方面, 如果 GRB 存在从硬到软的演化, 由于在不同能段的光变曲线上其变化时标是不同的, 这个演化会反应在不同能段的交叉相关函数曲线上, 这时其相关函数的最大点、前沿和后沿的变化趋势会有所不同, 根据这些特征可以判断出 GRB 的演化趋势。Band^[78]利用自相关和交叉相关方法对 GRB 的演化进行了研究, 发现对于大部分的暴来讲, 其能谱演化都是从硬到软, 仅有不到 10% 的样本显示了从软到硬的演化。

对于大部分 GRB 而言, 其大部分的能量集中在 30 keV 到几 MeV 能区, 软 X 射线、光学和射电余辉的辐射只占总能量的很小一部分, 这些特征比较符合相对论激波模型^[21]。但 GRB 941017 高能成分的衰减非常慢, 并且其辐射可以延伸到 200 MeV, 这对同步辐射激波模型的解释提出了新的挑战^[88]。

6 GRB 的光度

GRB 内禀参数, 如总能量或光度, 与观测参数相关关系的研究非常重要。在此研究中, 时变分析是一个非常有效的途径。研究表明, 以 GRB 光变曲线的峰值位置为时间基点, 将多个 GRB 的光变曲线相加, 峰值前、后沿的演化规律是和最大峰值计数相关的^[89]。并且, 具有复杂结构的 GRB, 其峰值计数系统地大于光变曲线简单的 GRB。Fenimore 和 Ramirez-Ruiz^[90]及 Reichart 等人^[91]的研究发现, GRB 的时变和其绝对光度相关, 光变曲线光滑的 GRB, 其光度较小。他们定义了一个表征 GRB 光变剧烈程度的量 V_f :

$$V_f = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [L(t) - (L * S_f)(t)]^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} [L(t)]^2 dt}, \quad (3)$$

式中 $L(t)$ 是暴的光变曲线, S_f 是一平滑窗函数, 其时间宽度为 fT , T 为暴的持续时间, 系数 f 在 0 到 1 之间选取, 卷积 $L * S_f$ 表示经过平滑后的光变曲线。因此量 V_f 可以表示所有时标小于 fT 的光变的剧烈程度。在对 20 个有红移的 GRB 光变曲线进行分析后发现, 参数 V 与 GRB 的最大光度有一个较好的相关关系: $L \propto V^{3.3}$, 即光变曲线比较光滑的 GRB, 其绝对光度较小。如果这个关系普遍成立, 那么可以类似造父变星那样, 直接通过对 GRB 光变曲线的研究来估测它的最大光度, 即可以得到 GRB 的距离或红移。这是一件非常有意义的工作, 以前需要找 GRB 的光学对应体来作光谱测量才能得到红移的信息, 而这样的 GRB 又非常少。有了光度和红移的关系, BATSE 观测到的 GRB 将可以用来进行宇宙学的研究。

Norris 等人^[38]研究了 8 个已知红移的 GRB, 发现不同能道的脉冲结构之间的时间延迟与最大光度之间也有一个很好的相关关系: $L \propto (\tau/0.01 \text{ s})^{-1.15}$, 这里 τ 为 BATSE 第一能道 (能区 25~50 keV) 相对第三能道 (能区 100~300 keV) 光变曲线的时间延迟。在 Norris 等人的研究中, 除了红移、峰值计数流量等观测量外, 还涉及到光子的平均能量。Salmonson^[92]提出由于光子数和红移无关, 考虑时间延迟与峰值光子数光度 (记为 N_{ph} , 光子/s) 的关系应更合理一些。他发现使用峰值光子数光度后, 时间延迟 - 峰值光子数光度的统计关系有很大的

改善, 其拟合关系为 $N_{\text{ph}} \propto (\tau/0.1 \text{ s})^{-0.98}$ 光子 $\cdot \text{s}^{-1}$. 于是我们又有了一个研究 GRB 光变曲线即可获得红移信息的方法.

若观测者的位置不是沿着 GRB 喷流的中心轴, 那么这个偏离会改变 GRB 的观测性质. Schaefer^[93] 指出, 在计算光度 - 时间延迟、光度 - 光变 (Variability) 关系时必须考虑这个偏离对时间延迟、光变等的影响. 基于这一考虑, Schaefer^[93] 分析了 BATSE 观测到的并有红移值的 9 个 GRB 的性质, 得出以下关系:

$$L \propto \{\tau_{\text{lag}}[E_{\text{peak}}(1+z)/400]^{0.6}\}^{-1.27}, \quad L \propto \{V[E_{\text{peak}}(1+z)/400]^{0.85}\}^{-1.57}; \quad (4)$$

式中 L 是光度, τ_{lag} 是 1、3 能道的时间延迟, V 为光变剧烈程度, E_{peak} 为能谱 νF_{ν} 的峰值能量.

(4) 式是两个非常重要的相关关系, 确认其有效性同样是非常重要的. V 反映的是光变曲线的变化性质, 时间延迟是不同能道间辐射的性质, 从统计学上讲, 这两个性质并没有联系. 如果光变 - 光度相关、时间延迟 - 光度相关是真实的, 那么, 光变 - 时间延迟间也应该存在相关, 换句话说, 如果没有相关, 那么它们和光度的相关就值得怀疑. Schaefer 等人^[94] 分析了 BATSE 数据库里 122 个较亮的 GRB 的光变曲线, 得出其光变和时间延迟之间确实存在相关, 如图 8 所示. 图中实线是直接由最大光度 - 光变和最大光度 - 时间延迟的相关得到的: $V = 0.0021\tau^{-0.46}$; 点与直线吻合得比较好, 说明光变 - 光度相关、时间延迟 - 光度相关具有较高的置信度.

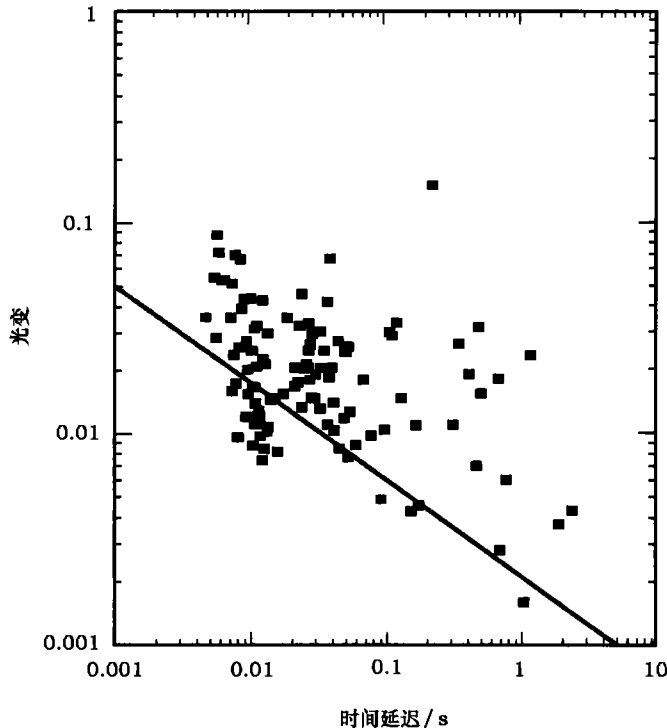


图 8 122 个 GRB 的光变与时间延迟之间的相关关系^[94]

已知 GRB 最大光度, 利用观测到的峰值流量, 可以计算 GRB 红移。Schaefer 等人^[94] 的结果表明, 122 个 GRB 的红移分布在 $0.2 \sim 5.5$, 平均值为 1.5, 光度则分布在 $1.4 \times 10^{43} \sim 2.1 \times 10^{46} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$, 平均值为 $2 \times 10^{45} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这 122 个 GRB 的数量大大多于由光学光谱观测得到的 GRB, 因此可以作为一个较好的样本来研究 GRB 的统计性质。图 9 给出了 GRB 的光度函数, 可以发现它是一个双段的幂律形式, 在 $L = 2 \times 10^{45} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 的地方有一个拐点, 拐点能量之上的幂律形式可写为: $dN/dL \propto L^{-2.8}$, 而拐点能量之下的形式为 $dN/dL \propto L^{-1.7}$ 。如果认为 GRB 的爆发率和恒星的形成率相关, 那么可以用 GRB 示踪宇宙恒星形成率的演化。图 10 显示了 GRB 爆发率 $N_{\text{grb}}(1+z)$ 随红移的变化, 这可等效于恒星形成率随红移的变化。对于 $0.2 < z < 5$, 恒星形成率与红移的关系是一个幂律形式: $(1+z)^{3.5}$ 。当与观测相比较时, 发现 $z < 2$ 这一幂律形式与观测十分吻合, 但是在 $2 < z < 5$ 的高红移区, 观测结果呈平的甚至有点下降的趋势, 这与由 GRB 得到的形式完全不符。不过因为当前高红移观测受红化影响很大, 而 γ 射线不受影响, 因此图 10 也许反映了宇宙恒星形成率真实的演化图像。另外, 利用 Beppo-SAX 卫星的观测结果, Amati 等人^[39] 发现 GRB 在 $1 \text{ keV} \sim 10 \text{ MeV}$ 能段的光度与 νF_{ν} 的峰值能量呈正相关。通过这个关系来估计 GRB 的红移分布, 同样可以得到与图 10 类似的结果^[95]。

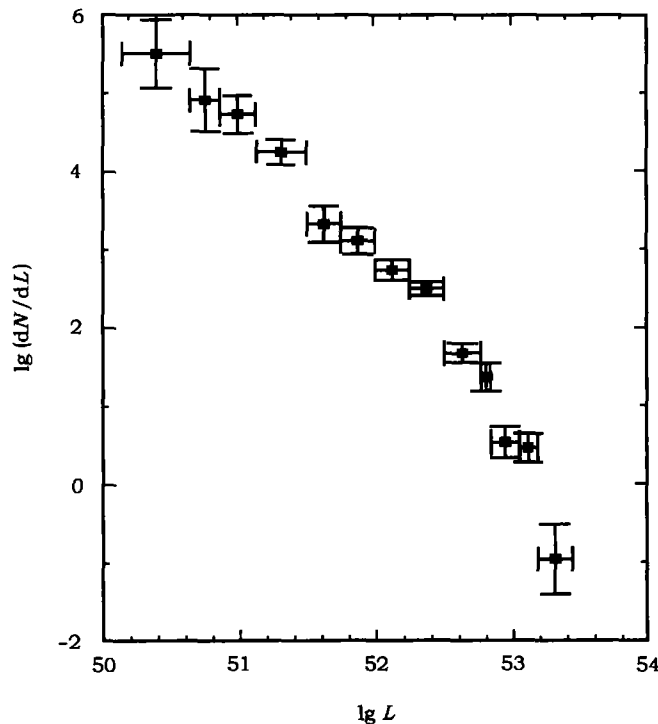


图 9 122 个 GRB 的光度函数^[94]

这两个重要的相关关系给出了一些非常有趣的结果, 然而它们的物理起源是什么? 一些研究者认为应该是火球的动力学起源, 比如内激波各个壳层间的相互作用^[96]。不过更多的人倾向于喷流的内禀特性, 认为这些相关可能是喷流的张角或喷流方向与观测者的夹角和光度

内禀相关的表现^[92,97,98]。有意思的是,最近发现 GRB 光学余辉光变曲线拐折的时标 $t_j/(1+z)$ 与时间延迟有很好的相关性^[98],因而它与最大光度也有较好的相关关系。如果拐折是由喷流造成的,根据喷流模型,拐折时标主要取决于喷流张角,那么喷流张角应该与最大光度存在内禀相关关系。

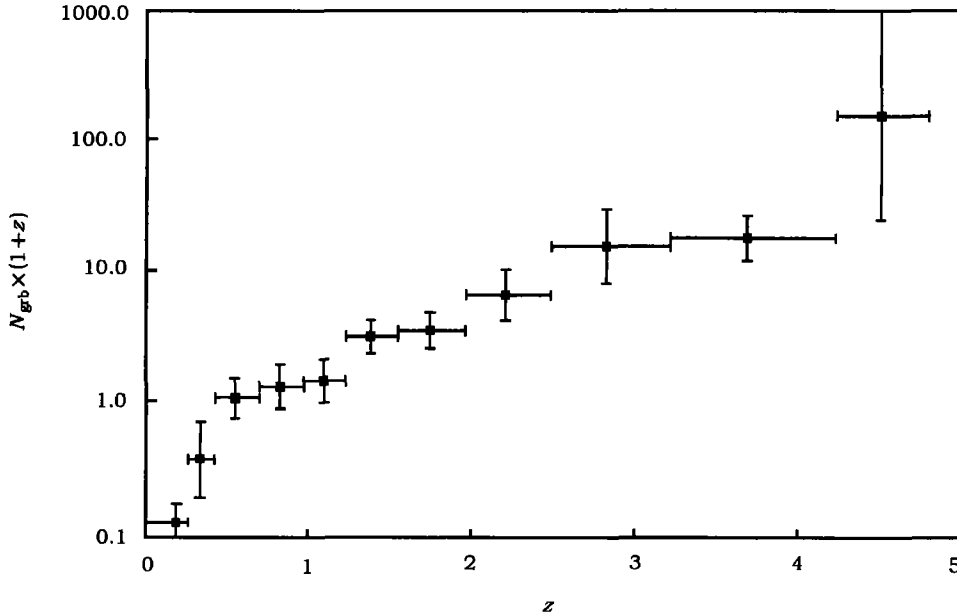


图 10 122 个 GRB 的爆发率与红移的关系^[94]

7 结 束 语

GRB 从发现至今已经有几十年的研究历史,积累了大量的观测资料,取得了大量的研究成果。在 GRB 的辐射过程中,辐射余辉阶段比高能辐射阶段要长得多。GRB 的高能辐射与余辉有非常密切的关系。Beppo-SAX 和余辉的观测结果表明,GRB 晚期的 X 射线流强和余辉的流强遵从统一的幂律谱衰减规律,这说明 X 射线尾巴连续地演化到余辉阶段^[15,99~101],但也有观测事实对此提出了挑战,例如 HEAO1 卫星观测到 GRB 780506 的 X 射线余辉并非幂律衰减,而是有时标为 1/2 h 的不规则光变^[102]。另一方面,有观测显示,余辉在辐射阶段就开始了,并且可能反映在辐射阶段的光变曲线上^[103]。因此,尽可能利用多波段观测数据是 GRB 研究的发展趋势。GRB 的光变曲线包含了辐射过程的大量信息,是辐射过程的直接反映,对它们进行研究是十分必要的,因而时变分析是研究 GRB 的一个非常有效的手段。目前,GRB 的研究由现象学向辐射机制、起源等基本问题发展,在这些研究中,时变分析同样是一个重要的手段,并且利用它已获得了重要的结果,如对 GRB 最大光度的估计等。

目前研究认为,GRB (至少长暴)是产生在宇宙学距离上、甚至是比较早期宇宙的巨大能量释放现象,这种爆发现象是和宇宙的演化、结构等问题联系在一起的,GRB 的研究将对

宇宙学研究提供非常有益的信息。相信随着新的、更加灵敏的空间探测器的发射升空, GRB 的研究将会有进一步的发展。

参考文献:

- [1] Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. *ApJ*, 1973, 182: L85
- [2] Mazets E P, Golenetskii S V, Aptekar R L *et al.* *Nature*, 1981, 290: 378
- [3] Fenimore E E, Conner J P, Epstein R I *et al.* *ApJ*, 1988, 335: L71
- [4] Murakami T, Fujii M, Hayashida K *et al.* *Nature*, 1988, 335: 234
- [5] Woosley S E. *ApJ*, 1993, 405: 273
- [6] Pacznski B. *ApJ*, 1998, 494: L45
- [7] MacFadyen A, Woosley S. *ApJ*, 1999, 524: 262
- [8] Goodman J. *ApJ*, 1986, 308: L47
- [9] Eichler D, Livio M, Piran T *et al.* *Nature*, 1989, 340: 126
- [10] Meszaros P, Rees M J. *ApJ*, 1997, 482: L29
- [11] Hurley K. *Nature*, 1994, 372: 652
- [12] Atkins R, Benbow W, Berley D *et al.* *ApJ*, 2000, 533: L119
- [13] Band D, Matteson J, Ford L *et al.* *ApJ*, 1993, 413: 281
- [14] Piran T. *Phys. Rep.*, 1999, 314: 575
- [15] Costa E, Frontera F, Heise J *et al.* *Nature*, 1997, 387: 783
- [16] Anderson M I, Hjorth J, Pedersen H *et al.* *A&A*, 2000, 364: L54
- [17] Meszaros P, Rees M J. *MNRAS*, 1998, 299: L10
- [18] Weth C, Meszaros P, Kallman T *et al.* *ApJ*, 2000, 534: 581
- [19] Bottcher M, Fryer C L. *ApJ*, 2001, 547: 338
- [20] Cheng K S, Lu T. *ChJAA*, 2001, 1: 1
- [21] Meszaros P. *ARA&A*, 2002, 40: 137
- [22] 黎卓, 戴子高, 陆垓. *天文学进展*, 2003, 21: 334
- [23] Kouveliotou C, Briggs M S, Koshut M K *et al.* *ApJ*, 1993, 413: L101
- [24] Katz J, Canel L. *ApJ*, 1996, 471: 915
- [25] Cline D B, Matthey C, Otwinowski S. *Astroparticle Phys.*, 2003, 18: 531
- [26] Nemiroff R J, Norris J P, Bonnell J T. *ApJ*, 1998, 494: L173
- [27] Dezalay J P, Lestrade J P, Barat C *et al.* *ApJ*, 1996, 471: L27
- [28] Frederiks D D, Aptekar A L, Golenetskii S V *et al.* 2003, preprint (astro-ph/0301318)
- [29] Klotz A, Boer M, Atteia J. *A&A*, 2003, 404: 815
- [30] Gorosabel J, Andersen M, Hjorth J *et al.* 2001, preprint (astro-ph/0110009)
- [31] Fryer C, Woosley S, Hartmann D. *ApJ*, 1999, 526: 152
- [32] Katz J, Canel L. *ApJ*, 1996, 471: 915
- [33] Popham R, Woosely S, Fryer C. *ApJ*, 1999, 518: 356
- [34] Belyania A A, Kocharovsky V V, Kocharovsky V. *Adv. Space Res.*, 1998, 22: 1111
- [35] Norris P N, Bonnell J T, Nemiroff R J *et al.* *ApJ*, 1995, 439: 542
- [36] Nemiroff R J, Norris J P, Kouveliotou C *et al.* *ApJ*, 1994, 423: 432
- [37] Fenimore E E, Bloom J S. *ApJ*, 1995, 453: 25
- [38] Norris J P, Marani G F, Bonnell J T. *ApJ*, 2000, 534: 248
- [39] Amati L, Frontera A F, Tavarna M *et al.* *A&A*, 2002, 390: 81
- [40] Norris J P. *ApJ*, 2002, 579: 386
- [41] Norris J P. 2003, preprint (astro-ph/0307279)
- [42] Bzlazs L G, Meszaros P Z, Horvath I *et al.* 2000, preprint (astro-ph/0007438)

- [43] Bzlags L G, Bagoly Z, Horvath I *et al.* A&A, 2003, 401, 129
- [44] Norris J P, Scargle J D, Bonnell J T. 2001, preprint (astro-ph/0105108)
- [45] Nakar E, Piran T. MNRAS, 2002, 330: 920
- [46] McBreen S, Quilligan F, McBreen B *et al.* A&A, 2001, 380: L31
- [47] McBreen S, Quilligan F, McBreen B *et al.* 2002, preprint (astro-ph/0206294)
- [48] Horvath I. A&A, 2002, 392: 791
- [49] Mukherjee S, Feigelson E D, Babu G J *et al.* ApJ, 1998, 508: 314
- [50] Balastegui A, Ruiz-Lapuente P, Canal R. MNRAS, 2001, 328: 283
- [51] 申荣锋, 宋黎明. 天文学报, 2002, 43: 341
- [52] Beloborodov A M, Stern B E, Svensson R. ApJ, 1998, 508: L25
- [53] Stern B. ASP Conf. Ser., 1999, 161: 277
- [54] Norris J P, Nemiroff R J, Bonnell J T *et al.* ApJ, 1996, 459: 393
- [55] Ryde F, Svensson R. ApJ, 2002, 566: 210
- [56] Kocevski D, Ryde F, Liang E. ApJ, 2003, 596: 389
- [57] Kobayashi S, Piran T, Sari R. ApJ, 1997, 490: 92
- [58] Ryde F, Petrosian V. ApJ, 2002, 578: 290
- [59] Fenimore E E, Ramirez-Ruiz E, Wu B B. ApJ, 1999, 518: L73
- [60] Schaefer B E, Walker K C. ApJ, 1999, 511: L89
- [61] Link B, Epstein R I, Priedhorsky W C. ApJ, 1993, 408: L81
- [62] Fenimore E E, in't Zand J J M, Norris J P. ApJ, 1995, 448: L101
- [63] Nakar E, Piran T. MNRAS, 2002, 331: 40
- [64] Lee A, Bloom E D, Petrosian V. ApJS, 2000, 131: 21
- [65] Stern B E. ApJ, 1996, 464: L111
- [66] Paczynski B. Nature, 1992, 355: 521
- [67] Piran T. ApJ, 1992, 389: L45
- [68] Stern B E, Svensson R. ApJ, 1996, 469: L109
- [69] Beloborodov A M, Stern B E, Svensson R. ApJ, 2000, 535: 158
- [70] Pozanenko A S, Loznikov V M. In: Kippen R M, Mallozi R S, Fishman G J eds. *Gamma-Ray Bursts: 5th Huntsville Symposium*, AIP Conf. Proc. 526, New York: AIP, 2000: 220
- [71] Frail D, Kulkarni S, Sari R *et al.* ApJ, 2001, 562: L55
- [72] Chang H-Y, Yoon S-J, Choi C-S. A&A, 2002, 383: L1
- [73] Chang H-Y. ApJ, 2001, 557: L85
- [74] Rees M J, Meszaros P. ApJ, 1994, 494: L167
- [75] Panaitescu A, Spada M, Meszaros P. ApJ, 1999, 522: L105
- [76] Kargatis V E, Liang E P, Hurley K C *et al.* ApJ, 1994, 422: 260
- [77] Ford L A, Band D L, Matteson J L *et al.* ApJ, 1995, 439: 307
- [78] Band D L. ApJ, 1997, 486: 928
- [79] Preece R D, Pendleton G N, Geoffrey N *et al.* ApJ, 1998, 496: 849
- [80] Norris J P, Share G H, Messina D C *et al.* ApJ, 1986, 301: 213
- [81] Bhat N P, Fishman G J, Meegan C A *et al.* ApJ, 1994, 426: 604
- [82] Liang E P, Kargatis V E. Nature, 1996, 381: 49
- [83] Crider A, Liang E P, Preece R D *et al.* ApJ, 1999, 519: 206
- [84] Crider A, Liang E P, Preece R D *et al.* A&AS, 1999, 138: 401
- [85] Liang E P. ApJ, 1997, 491: L15
- [86] Liang E P, Smith I A, Kusunose M *et al.* ApJ, 1997, 479: L35
- [87] Daigne F, Mochkovitch R. MNRAS, 1998, 296: 275
- [88] Gonzalez M M, Dingus B L, Kaneko Y *et al.* Nature, 2003, 424: 749
- [89] Stern B, Poutanen J, Svensson R. ApJ, 1999, 510: 312

- [90] Fenimore E E, Ramirez-Ruiz E. 2000, preprint (astro-ph/0004176)
- [91] Reichart D E, Lamb D Q, Fenimore E E *et al.* ApJ, 2001, 552: 57
- [92] Salmonson J D. ApJ, 2000, 544: L115
- [93] Schaefer B E. ApJ, 2003, 583: L67
- [94] Schaefer B E, Deng M, Band D L. ApJ, 2001, 563: L123
- [95] Yonetokv D, Murakami T, Nakanura T *et al.* 2003, preprint (astro-ph/0309217)
- [96] Daigne F, Mochkovitch R. MNRAS, 2003, 342: 587
- [97] Kobayashi S, Ryde F, MacFadyen A. ApJ, 2002, 577: 302
- [98] Salmonson J D, Galama T J. ApJ, 2002, 569: 682
- [99] Piro L, Amati L, Antonelli L A *et al.* A&A, 1998, 331: L41
- [100] Nicastro L, Amati L, Antonelli L A *et al.* A&A, 1998, 338: L17
- [101] in't Zand J J M, Amati L, Antonelli L A *et al.* ApJ, 1998, 505: L119
- [102] Connors A, Hueter G J. ApJ, 1998, 501: 307
- [103] Gibling T, Paradijs J, Kouneliotou C *et al.* ApJ, 1999, 524: L47

On the Temporal Analysis of the Gamma-Ray Bursts

SONG Li-ming, SHEN Rong-feng, LEI Ya-juan

(*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*)

Abstract: The gamma-ray bursts (GRB) are the sudden flashes of the hard X/ γ -rays in the sky with very complicated light curves. The temporal behavior of the bursts is directly related to their emission processes, therefore it is highly worth while to analyse the laws of the GRBs' temporal behavior. The morphology of GRBs' temporal behavior, and some work derived from the temporal analysis of GRBs, e.g. the classifications, pulse shapes, power spectra, spectral evolution and luminosities of the GRBs, are reviewed and some results are discussed.

Key words: astrophysics; gamma-ray bursts; review; data analysis; temporal behavior; luminosity