

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2020.01.05

# $\gamma$ 射线暴 X 射线耀发的研究进展

刘传玺<sup>1,2</sup>, 毛基荣<sup>1,3</sup>

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 中国科学院 天体结构与演化重点实验室, 昆明 650011)

**摘要:**  $\gamma$  射线暴是宇宙中恒星尺度的最剧烈爆发现象。 $\gamma$  射线暴瞬时辐射结束后, 进入余辉辐射阶段。X 射线耀发是  $\gamma$  射线暴 X 射线辐射衰减过程中出现的短时标闪耀现象。X 射线耀发的脉冲轮廓具有不对称性, 其上升时标小于下降时标。在部分  $\gamma$  射线暴中, X 射线耀发的亮度达到瞬时辐射的亮度。X 射线耀发的持续时间与峰值时间具有线性关系。X 射线耀发的光谱比 X 射线余辉的光谱硬。早期 X 射线耀发与晚期 X 射线耀发相比, 其脉冲轮廓较窄, 光谱较硬。X 射线耀发产生的物理过程类似于  $\gamma$  射线暴瞬时辐射的物理过程。在火球 (fireball) 模型中, 内部壳层之间发生碰撞, 产生的内激波加速电子, 电子的同步辐射产生 X 射线耀发。当火球扫过星际介质, 外激波加速电子时, 电子的同步辐射也可产生 X 射线耀发。在光球 (photosphere) 模型中, 能量耗散发生在光学厚的区域, 热辐射的光谱峰值落在 X 射线能段附近,  $\gamma$  射线暴的喷流在光球半径处会产生 X 射线耀发。如果  $\gamma$  射线暴喷流由坡印亭能流主导, 喷流就会与星际介质相互作用, 磁场的不稳定性使磁场发生耗散, 产生的能量形成 X 射线耀发。 $\gamma$  射线暴的喷流具有几何效应。一部分同步辐射可能发生在喷流辐射面的高纬度处。由于曲率效应 (curvature effect), 各向异性辐射与各向同性辐射相比, X 射线耀发的峰值出现较晚。此外, 在  $\gamma$  射线暴发生后, 黑洞会间歇性地吸积外部介质。在吸积过程中, 黑洞周围的磁场会调节吸积的速率和喷流中的能量, 这是出现多个 X 射线耀发的原因。

**关键词:**  $\gamma$  射线暴; X 射线; 辐射机制; 非热辐射

**中图分类号:** P145.2      **文献标识码:** A

## 1 引 言

$\gamma$  射线暴 (gamma-ray burst, GRB) 是宇宙中恒星尺度的最剧烈爆发现象, 它在短时间内会产生强烈的  $\gamma$  射线辐射。 $\gamma$  射线暴的光变曲线很复杂, 可由单个脉冲构成, 也可由多个脉冲构成。 $\gamma$  射线暴的时标从几毫秒到几千秒<sup>[1]</sup>, 其中, 长暴的持续时间大于 2 s, 短暴的持

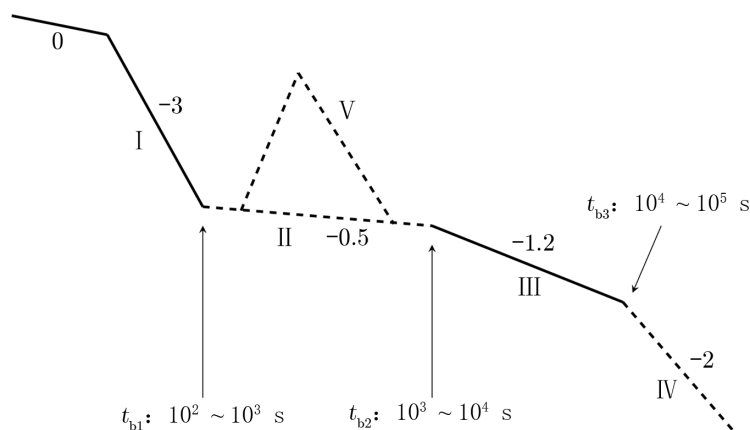
收稿日期: 2019-05-05; 修回日期: 2019-05-27

资助项目: 国家自然科学基金面上项目 (11673062); 中国科学院引进海外杰出人才 (百人计划 A 类) 项目; 云南省引进海外高层次人才项目

通讯作者: 毛基荣, jirongmao@mail.ynao.ac.cn

续时间小于  $2 \text{ s}^{[2]}$ 。Kumar 和 Zhang<sup>[3]</sup>曾提到, 短暴的典型时间为  $0.3 \text{ s}$ , 长暴的典型时间是  $30 \text{ s}$ 。 $\gamma$  射线暴的光变曲线轮廓可以由 Norris 函数  $F(t) = F_p \lambda e^{-\tau_1/(t-t_s)} - (t-t_s)/\tau_2$  描述, 其中,  $F_p$  是 X 射线耀发的峰值流量;  $\lambda = e^{2(\tau_1/\tau_2)^{1/2}}$  是归一化因子, 其作用是使峰值时间处 X 射线耀发流量归一化为  $F_p$ ;  $\tau_1$  和  $\tau_2$  是拟合参量, 并且  $(\tau_1 \tau_2)^{1/2} + t_s$  是 X 射线耀发的峰值时间  $t_p$ ;  $t_s$  是 X 射线耀发的触发时间;  $t$  是从  $\gamma$  射线暴触发开始计时的时间<sup>[4]</sup>。观测到的  $\gamma$  射线暴光谱可以由 Band 等人<sup>[5]</sup>提出的光谱经验函数描述, 该函数由低能谱指数、峰值能量和高能谱指数描述<sup>[5]</sup>。Preece 等人<sup>[6]</sup>统计了  $\gamma$  射线暴光谱经验函数中的低能谱指数、峰值能量和高能谱指数的分布, 发现峰值能量分布在  $10 \sim 7000 \text{ keV}$ , 典型值是  $250 \text{ keV}$ ; 低能谱指数分布在  $-2 \sim 0$ , 典型值是  $-1$ ; 高能谱指数分布在  $-4 \sim -1$ , 典型值是  $-2.2$ 。Norris 等人<sup>[7]</sup>发现,  $\gamma$  射线暴的峰值流量有光谱延时 (spectral lag), 低能段的峰值流量滞后于高能段的峰值流量, 但脉冲轮廓在低能段和高能段中保持自相似性。我们还注意到, 短暴的光谱比长暴的光谱硬<sup>[2]</sup>。Fishman 等人<sup>[8]</sup>发现, 在银河系的坐标中,  $\gamma$  射线暴分布是各向同性的, 因此,  $\gamma$  射线暴应该是在宇宙学距离上发生的, 其平均光度是  $5 \times 10^{44} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1[9-10]}$ 。

$\gamma$  射线暴从瞬时辐射转入余辉辐射后, 早期 X 射线余辉辐射的光变曲线依次出现快速衰减 (initial steep decay)、缓慢衰减 (shallow decay)、标准余辉衰减 (normal decay) 和晚期快速衰减 (late steep decay)<sup>[11-12]</sup>。X 射线耀发 (X-ray flare) 是 X 射线余辉中的闪耀, 如图 1 所示。



注: I—IV 表示 X 射线余辉的 4 种衰减过程, 且其对应的衰减指数分别为  $-3, -0.5, -1.2, -2$ ; V 表示 X 射线耀发。 $t_{b1}$  是由衰减过程 I 到衰减过程 II 的转折时间,  $t_{b2}$  是由衰减过程 II 到衰减过程 III 的转折时间,  $t_{b3}$  是由衰减过程 III 到衰减过程 IV 的转折时间。

图 1 X 射线余辉中出现的 X 射线耀发

迄今为止,  $\gamma$  射线暴的物理起源和中心引擎问题依然没有答案。 $\gamma$  射线暴瞬时辐射与 X 射线耀发有相似的光变结构。在  $\gamma$  射线暴瞬时辐射和 X 射线耀发脉冲结构中, 光谱演化均存在两种模式: 一种是光谱由硬变软<sup>[13-14]</sup>, 另一种是光谱硬度与流量成正相关<sup>[15-16]</sup>。因此, 通过 X 射线耀发, 我们可以了解中心引擎随时间的演化过程以及  $\gamma$  射线暴的产生环境。部

分  $\gamma$  射线暴中的 X 射线耀发亮度接近于  $\gamma$  射线暴瞬时辐射的亮度<sup>[17]</sup>。此外, 研究高红移  $\gamma$  射线暴的 X 射线耀发对研究早期宇宙也有重要意义。

## 2 $\gamma$ 射线暴 X 射线耀发的观测特征

Swift 是用于观测  $\gamma$  射线暴的多波段望远镜, 于 2004 年 11 月 20 日发射。BAT (Burst Alert Telescope) 是搭载在 Swift 上的探测器, 它能够探测并快速定位  $\gamma$  射线暴, 其精度可达几角分。BAT 的探测视场达到 2.2 sr, 探测能段为 15 ~ 350 keV, 定位精度达到 3'。XRT (X-ray Telescope) 的视场达到 23.6', 能段为 0.3 ~ 10 keV, 定位精度达到 5"。XRT 可以持续观测  $\gamma$  射线暴 X 射线余辉, 观测的持续时间可以从 BAT 触发  $\gamma$  射线暴后大约几十秒到几周, 因此, 通过 XRT 可以观测早期和晚期的 X 射线耀发。XRT 可以根据 X 射线余辉流量自动切换观测模式: 在 WT (windowed timing) 模式中, 可以观测计数率较高的辐射, 时间分辨率为  $1.8 \times 10^{-3}$  s; 在 PC (photon counting) 模式中, 可以观测计数率很低的辐射, 时间分辨率为 2.5 s。需要注意的是, 当 X 射线余辉流量增加时, PC 模式和 WT 模式会出现数据重叠<sup>[18]</sup>。利用 XRT 的模式转化可以有效地观测 X 射线耀发, 防止 X 射线耀发流量过大而产生饱和。

X 射线耀发是  $\gamma$  射线暴 X 射线余辉中的闪耀。X 射线耀发的轮廓类似于  $\gamma$  射线暴瞬时辐射的轮廓 (见图 2)。Chincarini 等人<sup>[39]</sup>用函数  $F_p \lambda e^{-\tau_1/t-t/\tau_2}$  对 11 个 X 射线耀发脉冲序列进行了拟合。除了采用 Norris 函数拟合 X 射线耀发的脉冲轮廓外, Li 等人<sup>[19]</sup>用函数  $F(t) = F_p \left[ \left( \frac{t}{t_p} \right)^{\alpha_1 w} + \left( \frac{t}{t_p} \right)^{\alpha_2 w} \right]^{-\frac{1}{w}}$  也拟合了 X 射线耀发的脉冲轮廓, 其中,  $F(t)$  是 X 射线耀发的流量,  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  分别是 X 射线耀发脉冲的上升阶段和下降阶段幂指数,  $w$  为 X 射线耀发的持续时间。

X 射线耀发的流量是其最直观的观测量。我们把 X 射线耀发的流量与  $\gamma$  射线暴瞬时辐射的流量作对比, 以研究 X 射线耀发与  $\gamma$  射线暴瞬时辐射的相似性。GRB 050502B 中出现了迄今为止最亮的 X 射线耀发, 该 X 射线耀发出现在瞬时辐射后的 12 min 左右。GRB 050502B 中的 X 射线耀发流量是 X 射线余辉流量的 500 倍, 而且 X 射线耀发的光谱要比 X 射线余辉的光谱要硬<sup>[17]</sup>。O'Brien 等人<sup>[20]</sup>发现, 明亮 X 射线耀发的流量可以达到瞬时辐射流量的量级。Margutti 等人<sup>[21]</sup>从 X 射线耀发的平均光度方面研究了 X 射线耀发的性质。他们选取的 X 射线耀发信息来自于 Swift-XRT 的观测数据 (2005—2010 年, Swift-XRT 共观测到 44 个  $\gamma$  射线暴 X 射线耀发, 其红移范围为 0.3 ~ 6.3)。他们发现, 平均光度  $\langle L \rangle$  随时间的演化关系如下:  $\langle L \rangle = 10^{54.5 \pm 0.1} t^{-2.7 \pm 0.1}$ , 其中,  $30 < t < 1000$  s。

X 射线耀发可以在余辉辐射的任何阶段被观测到<sup>[22]</sup>, 其峰值时标和持续时标是检验  $\gamma$  射线暴光变模型的重要观测量。此外, X 射线耀发的光谱演化性质可以用来检验 X 射线耀发和  $\gamma$  射线暴是否经历了相似的物理过程。GRB 050607 X 射线余辉中有 2 个 X 射线耀发, 其出现时间分别为  $\gamma$  射线暴后 135 s 和 310 s, 持续时间分别是 159 s 和 255 s。它们的上升阶

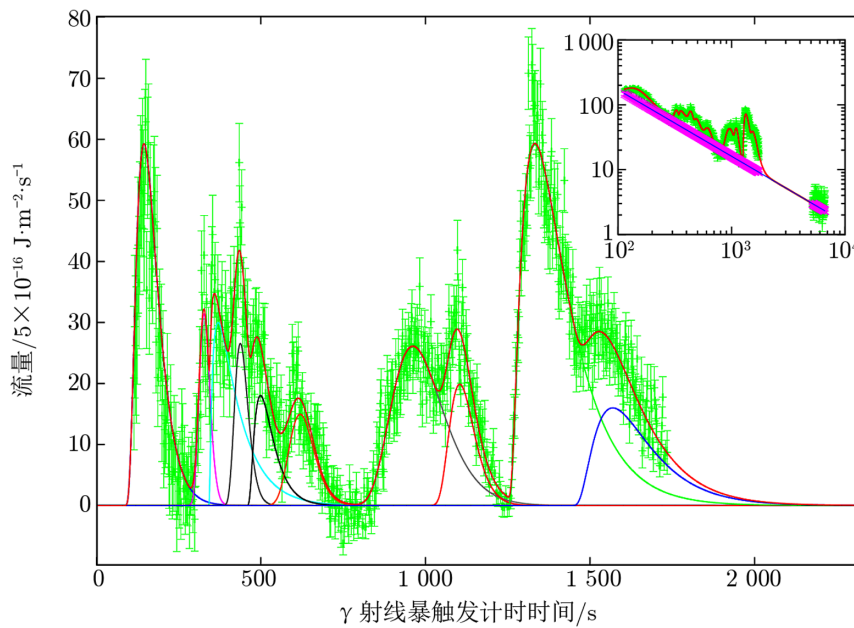


图 2 Swift-XRT 观测到的  $\gamma$  射线暴 GRB 051117A 余辉中 X 射线耀发的光变曲线

段与下降阶段具有不对称性, 表现为快速上升和缓慢下降的光谱结构。这 2 个 X 射线耀发都表现出明显的光谱演化: 出现 X 射线耀发时, 光谱变硬; 随着 X 射线耀发流量衰减, 光谱逐渐变软。先出现的 X 射线耀发相对于后出现的 X 射线耀发, 其光谱较硬<sup>[23]</sup>。人们通过 Swift-XRT 对 GRB 050822 的观测发现, 在瞬时辐射后有 3 个 X 射线耀发, 分别出现在  $\gamma$  射线暴后 130 s, 235 s, 420 s。对于每一个 X 射线耀发, 它的硬度与流量正相关, 如图 3 所示。Butler 和 Kocevski<sup>[15]</sup> 也发现, 在 X 射线耀发期间, 光谱的硬度随流量的增加而增加。X 射线耀发出现时光谱变硬, 说明 X 射线耀发的光谱有时间演化效应<sup>[24]</sup>。Bernardini 等人<sup>[25]</sup> 研究了晚期 ( $t > 1000$  s) X 射线耀发性质, 并对比了早期 ( $t < 1000$  s) X 射线耀发的性质。他们发现, 晚期 X 射线耀发与早期 X 射线耀发具有相似的  $w-t_p$  关系和  $t_{\text{decay}}-t_{\text{rise}}$  关系 ( $t_{\text{decay}}$  和  $t_{\text{rise}}$  分别为 X 射线耀发的下降时标和上升时标)。然而晚期 X 射线耀发与早期 X 射线耀发仍存在差异: 晚期 X 射线耀发释放的能量比早期 X 射线耀发释放的能量低 1 个量级, 且 86% 的晚期 X 射线耀发是由星际介质的密度变化引起的<sup>[25]</sup>。

$\gamma$  射线暴中长暴和短暴的物理起源及其周围的星际介质都不相同。区分长暴和短暴中的 X 射线耀发对于了解  $\gamma$  射线暴的前身星和  $\gamma$  射线暴周围的星际介质具有重要意义。Mu 等人<sup>[26]</sup> 研究了短暴中明亮的 X 射线耀发, 发现  $F_p > 3F_b$  ( $F_b$  是  $\gamma$  射线暴 X 射线余辉在 X 射线耀发峰值时间处的流量)。Margutti 等人<sup>[27]</sup> 比较了长暴和短暴中 X 射线耀发的观测性质, 发现短暴中 X 射线耀发的光度比长暴中 X 射线耀发的光度小 1 个量级; 然而, 在短暴和长暴中, X 射线耀发的光谱随时间的演化是一致的, X 射线耀发在上升段光谱变硬, 而在下降段光谱变软。在短暴和长暴中, X 射线耀发的  $w-t_p$  关系也是一致的。

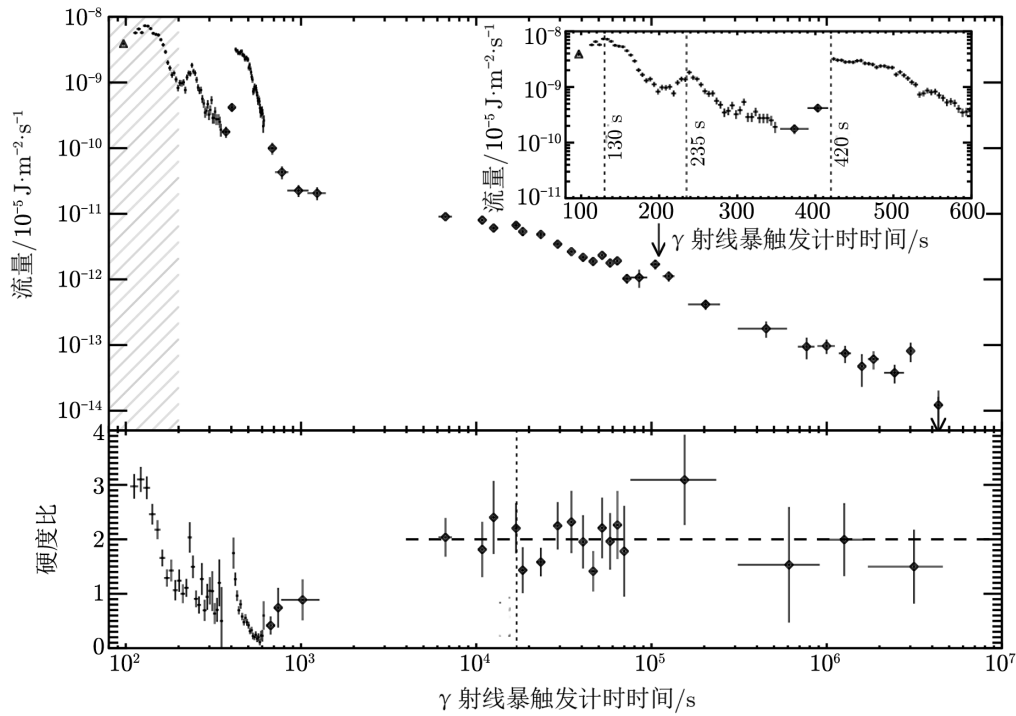


图 3 GRB 050822 余辉中 X 射线耀发的光变曲线

$\gamma$  射线暴余辉在 X 射线中出现增亮时, 还可能在光学波段出现增亮<sup>[28]</sup>。通过多波段观测余辉耀发的峰值时间和持续时间, 可以研究 X 射线耀发与余辉在其他波段耀发的联系。不同的辐射机制下, 其余辉可能在不同能段发生增亮现象, 因此, 辐射机制的不同成分(同步辐射、热辐射或逆康普顿散射)可能对余辉增亮有不同影响。Perri 等人<sup>[29]</sup>发现, 在 GRB 050730 中同时出现 X 射线耀发和光学耀发。Yi 等人<sup>[30]</sup>统计了  $\gamma$  射线暴光学耀发的时间分布(样本来自 Swift-UVOT 2005 年 4 月—2010 年 12 月的观测数据<sup>[31-32]</sup>, 其中共有 119 个光学耀发), 发现光学耀发与 X 射线耀发的峰值时间都分布在  $10^2 \sim 10^6$  s 内, 并有相似的  $w-t_p$  关系。相似的时间统计性质表明,  $\gamma$  射线暴的光学耀发与 X 射线耀发有联系。然而, Becerra 等人<sup>[33]</sup>用 COATLI 望远镜和 XRT 望远镜分别观测了 GRB 180205 的光学余辉和 X 射线余辉, 发现在 X 射线耀发出现时, 光学余辉未出现增亮现象。此外, Wang 和 Dai<sup>[34]</sup>以及 He 等人<sup>[35]</sup>都发现, GRB 100728A 在 X 射线耀发期间还有吉电子伏能段的辐射, 这说明在 GRB 100728A 的 X 射线耀发阶段可能存在逆康普顿散射。但是, Troja 等人<sup>[36]</sup>的统计研究表明, 在 X 射线耀发期间兆电子伏至吉电子伏能段和光学能段没有出现耀发现象。

GRB 170817A 在晚期出现不明亮的 X 射线耀发事件 ( $F_p < 3F_b$ ), 其发生的时间在暴后 156 d。该 X 射线耀发的持续时间  $w$  是 24 d, 其峰值光度  $L_p$  为  $2 \times 10^{32} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$ <sup>[37]</sup>。GRB 170817A 在爆发后 156 d 出现的 X 射线耀发的  $L_p$  与  $t_p$  的关系, 与 Bernardini 等人<sup>[25]</sup>统计的 X 射线耀发的  $L_p-t_p$  关系一致, 并且该 X 射线耀发的  $w/t_p \leq 0.15$ 。Lü 等

人<sup>[38]</sup>还给出了该 X 射线耀发的各向同性能量  $E_{X,iso}$  和各向同性光度  $L_{X,iso}$ , 它们分别是  $3.13 \times 10^{38}$  J 和  $1.54 \times 10^{32}$  J·s<sup>-1</sup>。Lü 等人<sup>[38]</sup>对比 GRB 170817A 晚期 X 射线耀发和 Swift 观测的 X 射线耀发的观测特征, 发现 GRB 170817A 晚期 X 射线耀发与其他  $\gamma$  射线暴中 X 射线耀发的  $L_p-E_{X,iso}$ ,  $L_p-L_{X,iso}$ ,  $L_p-t_{p,z}$ ,  $w-t_p$  关系一致, 其中,  $t_{p,z}$  是红移改正的峰值时间。该晚期 X 射线耀发可能由磁化的喷流引起的。

## 2.1 X 射线耀发的统计样本和统计性质

Chincarini 等人<sup>[39]</sup>和 Yi 等人<sup>[40]</sup>都建立了各自的 X 射线耀发的统计样本, 并以各自样本为基础, 统计了 X 射线耀发的观测性质。

Chincarini 等人<sup>[39]</sup>选取的样本来自于 Swift-XRT 的观测数据, 时间跨度为 2005 年 4 月—2008 年 3 月。Chincarini 等人选取 X 射线耀发基于下述原则: (1) X 射线耀发要有完整的上升段、峰值和下降段; (2) X 射线耀发可以用 Norris 函数  $F(t) = F_p \lambda e^{-\tau_1/(t-t_s) - (t-t_s)/\tau_2}$  拟合; (3) 如果一个  $\gamma$  射线暴有多个 X 射线耀发, 每一个 X 射线耀发都可被分辨出来; (4) X 射线耀发必须是明亮的 ( $F_p > 5 \times 10^{-16}$  J·m<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup>); (5) X 射线耀发的峰值时间必须小于 1000 s。他们最终选取了 113 个 X 射线耀发样本, 对应了 56 个  $\gamma$  射线暴, 其中, GRB 051210 和 GRB 070724 是短暴, 21 个  $\gamma$  射线暴标有红移信息。

Yi 等人<sup>[40]</sup>在 Swift-XRT 的观测数据中选取的 X 射线耀发样本的观测时间为 2005 年 4 月—2015 年 3 月。他们选取样本的原则是: (1) X 射线耀发要有完整的结构, 包含明显的上升段和下降段; (2) X 射线耀发要明显, 可以从余辉辐射中被区分出来; (3) 拟合 X 射线耀发的函数是  $F(t) = F_p \left[ \left( \frac{t}{t_p} \right)^{\alpha_1 w} + \left( \frac{t}{t_p} \right)^{\alpha_2 w} \right]^{-\frac{1}{w}}$ 。Yi 等人共选出了 468 个 X 射线耀发, 其中 200 个 X 射线耀发标有红移信息。

Chincarini 等人<sup>[39]</sup>和 Yi 等人<sup>[40]</sup>统计的 X 射线耀发样本中, X 射线耀发的性质具有以下共性: (1) X 射线耀发的持续时间随 X 射线耀发能量的增加而减少; (2) X 射线耀发的持续时间随峰值时间的增加而线性增加; (3) X 射线耀发的光谱比瞬时辐射的光谱软; (4) X 射线耀发的辐射强度随峰值时间衰减; (5) X 射线耀发的典型能量是  $10^{44}$  J; (6) 一个  $\gamma$  射线暴有多个 X 射线耀发时, 后出现的 X 射线耀发的能谱要比先出现的 X 射线耀发的能谱软。

Yi 等人<sup>[40]</sup>筛选 X 射线耀发的标准与 Chincarini 等人的标准并不完全一致, 差别在于: (1) Yi 等人没有对 X 射线耀发的峰值时间进行限制; (2) Yi 等人拟合的 X 射线耀发函数与 Chincarini 等人的函数不同。Yi 等人统计的 X 射线耀发样本与 Chincarini 等人统计的 X 射线耀发样本的不同之处是: (1) Chincarini 等人统计的 X 射线耀发的峰值时间和持续时间都小于 1000 s, Yi 等人统计的 X 射线耀发的峰值时间为  $10^2 \sim 10^6$  s, 并集中分布在  $100 \sim 1000$  s, 且 X 射线耀发的持续时间也集中分布在  $100 \sim 1000$  s; (2) Chincarini 等人统计的 X 射线耀发轮廓是非对称的,  $t_{rise}/t_{decay} = 0.49$ , Yi 等人统计的 X 射线耀发轮廓是近似对称的,  $t_{rise}/t_{decay} = 1.08$ ; (3) Chincarini 等人<sup>[39]</sup>提出, X 射线耀发与  $\gamma$  射线暴瞬时辐射的观测性质相似, Yi 等人<sup>[40]</sup>由统计得到的  $\gamma$  射线暴 X 射线耀发观测性质推断, X 射线耀发是由磁化喷流物质释放能量所引起的。

Mu 等人<sup>[41]</sup>从 Berger<sup>[42]</sup>的 67 个短暴中选出了 31 个有 Swift-XRT 快速响应 ( $t < 100$  s) 的短暴。此外,他们还从 2013 年 1 月—2017 年 8 月的观测数据中选出了有 Swift-XRT 快速响应的 18 个短暴。他们采用函数  $F(t) = F_p \lambda e^{-\tau_1/(t-t_s)} - (t-t_s)/\tau_2$ , 拟合这 49 个短暴中的 X 射线耀发,发现 GRB 050724, GRB 131004, GRB 161004 中有明亮的 X 射线耀发 ( $F_p > 3F_b$ )。他们还发现, GRB 131004 和 GRB 161004 中的明亮 X 射线耀发服从  $w < t_p/2$ , 说明这两个短暴中的明亮 X 射线耀发可能是由中心天体的活动产生。同时, GRB 131004 和 GRB 161004 中的明亮 X 射线耀发的时间衰减指数  $\alpha > 2 + \beta$  ( $\beta$  是谱指数), 这也说明这两个短暴中的明亮 X 射线耀发可能与中心天体的活动有关。

Jia 等人<sup>[43]</sup>统计分析了 X 射线耀发的观测特征。他们的样本来自于 Swift-XRT 在 2005—2014 年的观测数据, 它们满足以下条件: (1)  $F_p/F_e > 10$ , 其中  $F_e$  是 X 射线耀发结束时的流量; (2) X 射线耀发的衰减阶段没有出现其他 X 射线耀发或显著的流量变化。最终他们得到了 85 个 X 射线耀发的样本。他们用函数  $F(t) = F_p \left[ \left( \frac{t}{t_p} \right)^{\alpha_1 w} + \left( \frac{t}{t_p} \right)^{\alpha_2 w} \right]^{-1/w}$  拟合了 X 射线耀发的光变曲线, 得到由曲率效应导致的 X 射线耀发的衰减指数为  $\hat{\alpha}$ 。他们发现: (1) 在 85 个 X 射线耀发中, 有至少 56 个 X 射线耀发满足  $\alpha_2 > \hat{\alpha}$ ; (2) X 射线耀发的峰值流量随峰值时间衰减; (3) X 射线耀发的峰值光度随峰值时间衰减; (4)  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  的内禀分布是弥散的; (5) X 射线耀发的上升时标和下降时标与峰值时间正相关。他们据此提出, 在 X 射线耀发的辐射区域存在普遍的加速过程, 该过程可能是由磁化的喷流导致的。

在不同天体中 (如 Sgr A\*, M87,  $\gamma$  射线暴) 人们都发现了 X 射线耀发<sup>[44]</sup>。Wang 等人<sup>[44]</sup>统计了不同天体中出现的 X 射线耀发的特征, 并与太阳产生的 X 射线耀发相比较, 以寻找其中的联系。他们发现, 这些天体的 X 射线耀发的能量和持续时间的累计分布都服从幂律函数, 且幂律指数差异不大, 这表明喷流是由磁场主导的。

### 3 $\gamma$ 射线暴 X 射线耀发的理论模型

GRB 130925A 中有 X 射线耀发, 而且在 X 射线耀发之后的 X 射线余辉中, 出现了热辐射和非热辐射成分。当喷流被热的包层包裹时, X 射线余辉中的热辐射成分来自于包层的热辐射<sup>[45]</sup>。

$\gamma$  射线暴的理论模型之一是火球模型 (fireball model), 包括内激波机制产生  $\gamma$  射线暴<sup>[46-47]</sup>和外激波机制产生  $\gamma$  射线暴余辉<sup>[48]</sup>。Giannios<sup>[49]</sup>建立了耗散光球模型 (photosphere), 以解释  $\gamma$  射线暴瞬时辐射的光变曲线和能谱。致密天体通过吸积过程喷出速度不等的壳层。如果喷流具有不同的磁化区域, 在喷流和壳层运动过程中, 喷流在光球半径处产生热辐射, 磁场和激波的耗散产生非热辐射<sup>[50]</sup>。X 射线耀发的理论模型与  $\gamma$  射线暴的理论模型密切相关。X 射线耀发可以用火球模型和光球模型解释。磁场主导的喷流中, 磁场的不稳定性和磁重联过程会加速喷流, 并为 X 射线耀发提供能量。另外, 喷流中能量的各向异性分布使得余辉出现增亮现象 (增亮的持续时间与各向异性辐射区域的尺度有关), 并可能导致 X 射线

耀发。在致密天体的间歇性吸积过程中, 磁场可以调节吸积率, 并改变喷流能量, 因此, 我们可能观测到一个  $\gamma$  射线暴的多次 X 射线耀发。

### 3.1 火球模型

#### 3.1.1 内激波机制

火球壳层发生碰撞时会产生内激波, 从而使相对论电子在激波化的壳层物质中产生同步辐射。当内激波穿过壳层时, 同步辐射的流量达到峰值<sup>[46]</sup>。Burrows 等人<sup>[51]</sup>认为, 快速变化的 X 射线耀发是由强烈的内激波导致的, 内激波的产生来自中心引擎的晚期活动。Yu 和 Dai<sup>[52]</sup>认为, 明亮的 X 射线耀发可能来源于火球壳层发生的强烈碰撞。Fan 和 Wei<sup>[53]</sup>根据内激波的辐射性质给出了 X 射线耀发的流量随时间衰减的形式:  $(t_{\text{obs}}/t_{\text{ej}})^{(2+\beta)}$ , 其中,  $t_{\text{obs}}$  是观测时间,  $t_{\text{ej}}$  是中心引擎持续活动的时间, 即物质喷出时间。中心引擎晚期活动可以用来解释任意时标的 X 射线耀发。只要物质喷出时间  $t_{\text{ej}}$  与观测时间  $t_{\text{obs}}$  接近, 短时标的 X 射线耀发即可发生, 如公式  $\frac{\Delta t}{t_p} > (2^{\frac{1}{2+\beta}} - 1) \left(1 - \frac{t_{\text{ej}}}{t_p}\right)$  所描述, 其中  $\Delta t$  是 X 射线耀发半高全宽<sup>[54]</sup>。但是在另一些情况下, 瞬时辐射后, 部分壳层还保持初始洛伦兹因子不变。这些喷流会在内部耗散, 产生 X 射线耀发, 其相对时标下限为  $\frac{\Delta t}{t_p} > 2^{\frac{1}{2+\beta}} - 1$ <sup>[54]</sup>。Hascoët 等人<sup>[55]</sup>提出, X 射线耀发可由壳层碰撞的反向激波导致。初始时流体洛伦兹因子的梯度为负, 壳层将会彼此压缩并产生内激波, 从而使壳层变得非常致密。内激波又加热电子, 产生热辐射谱。热辐射谱经过逆康普顿散射和同步辐射转变为 Band 等人<sup>[5]</sup>提出的光谱形式。内激波结束的时间为  $t_0$ , 壳层膨胀宽度服从函数  $\Delta_{\text{sh}}(t_{\text{obs}})/\Delta_0 = 1 + \delta\Gamma t_{\text{obs}}/\Gamma t_0$ , 其中,  $\Delta_{\text{sh}}(t_{\text{obs}})$  是  $t_{\text{obs}}$  时刻壳层的厚度,  $\Gamma$  是喷流的洛伦兹因子,  $\Delta_0$  是  $t_0$  时刻壳层的厚度,  $\delta\Gamma$  是壳层内部洛伦兹因子的变化量。X 射线耀发的数量由壳层碰撞后的反向激波扫过致密壳层的个数决定, X 射线耀发的观测时间由  $R_X \propto \Gamma^2 c t_{\text{obs}}$  决定, 其中,  $R_X$  是 X 射线耀发的辐射半径,  $c$  是光速<sup>[55]</sup>。

#### 3.1.2 外激波机制

火球从  $\gamma$  暴源处以初始洛伦兹因子  $\Gamma_0$  向外运动, 并与星际介质相互作用产生外激波。火球物质主导初期, 洛伦兹因子不随运动半径而衰减。火球运动到减速半径后 (此时, 外激波扫过的星际介质的质量是火球质量的  $\frac{1}{\Gamma_0}$  倍), 火球的洛伦兹因子随运动距离幂律衰减。外激波扫过星际介质以后, 相对论电子在激波化的星际介质产生同步辐射<sup>[48]</sup>。给外激波注入能量产生的光变曲线不仅依赖于辐射的光谱指数  $\beta$ , 还依赖于壳层质量随洛伦兹因子分布的指数  $s$ <sup>[56]</sup>。Lazzati 和 Perna<sup>[54]</sup>认为, 当外激波扫过星际介质时, 星际介质在某些小尺度上的密度会发生变化, 从而导致余辉辐射增亮。这种模型给出的相对时标的变化范围是  $\frac{\Delta t}{t_p} > (2^{\frac{1}{\beta+2}} - 1)(4\alpha_\Gamma + 2)$ , 其中,  $\alpha_\Gamma$  是壳层洛伦兹因子随半径幂律演化的幂律指数。由于星际介质的密度分布不同 (均匀分布或星风密度分布) 对火球演化产生不同的影响, 所以,



$\alpha_r$  因子的取值存在一定范围。Ioka 等人<sup>[57]</sup>给出了外激波扫过致密介质时流量的变化范围:

$$\frac{F_p - F_b}{F_b} \leq \begin{cases} \frac{8}{5} \frac{w}{t_p}, & \text{共轴观测} \\ 12 \left(\frac{w}{t_p}\right)^2, & \text{偏轴观测} \end{cases} \quad (1)$$

Fan 和 Wei<sup>[53]</sup>根据外激波的辐射,给出了 X 射线耀发的流量随时间的衰减函数  $(t_{\text{obs}}/t_{\text{rc}})^{-(2+\beta)}$ , 其中,  $t_{\text{rc}}$  是反向激波穿过壳层的时间。

### 3.2 光球模型

Beniamini 和 Kumar<sup>[58]</sup>考虑用光球模型解释 X 射线耀发。他们根据该模型得出: (1) 中心引擎活动只局限在很短的时间里; (2) 瞬时辐射和 X 射线耀发是在它们各自光球半径处发生的; (3) 产生瞬时辐射和 X 射线耀发的喷出物质是同时从中心引擎里喷出的; (4) 两类物质有不同的速度。由此可以得出, 瞬时辐射和 X 射线耀发的时标范围和光球半径的范围, 都与洛伦兹因子的分布有关。

Ruffini 等人<sup>[59]</sup>发现, 在 X 射线耀发的光谱中, 有显著的热辐射的贡献。Ruffini 等人<sup>[60]</sup>提出, 中子星在超新星喷射介质中发生超吸积, 最终坍缩成黑洞, 并产生  $e^+e^-$  等离子体。该等离子体同超新星喷射物质一起演化到光学薄, 并在光球半径处产生了 X 射线耀发。热辐射成分的出现表明, 辐射物质经历了从光学厚到光学薄的演化过程。

### 3.3 磁耗散机制

如果  $\gamma$  射线暴喷流是磁化的, 那么, 我们可以采用磁场耗散机制解释 X 射线耀发现象。例如, Giannios<sup>[61]</sup>提出了一个产生短时标 X 射线耀发的模型, 即当喷流与外部介质相互作用时, 喷流内磁场发生耗散。X 射线耀发的时标与磁耗散的尺度紧密相关, 磁耗散的尺度越小, X 射线耀发的时标越短。

### 3.4 各向异性辐射机制

$\gamma$  射线暴喷流各向异性的辐射会引起 X 射线耀发的光变曲线的变化。Geng 等人<sup>[62]</sup>提出, X 射线耀发的快速衰减 ( $\alpha > 2 + \beta$ ) 是由于各向异性同步辐射引起的。由于磁场垂直于喷流运动方向, 电子沿磁场作螺旋运动。如果电子的数量分布由电子运动方向与磁场方向的夹角决定, 那么, 电子的辐射就会出现各向异性。如果电子以小倾角沿着磁场螺旋运动, 那么, 我们就会看到观测区域的边缘要比中心明亮, 因此, 由于曲率效应, X 射线耀发的峰值位置要晚出现。他们认为辐射面上的辐射主要集中在以视线方向为轴的圆环上, 环的宽度会随时间变宽, 而该宽度的时标为  $T_{\odot}$ , 圆环划过能量波动区域的动力学时标为  $T_D$ , 因此, 各项异性辐射的相对持续时标为  $T_{\odot} > T_D$ <sup>[63]</sup>。喷流中能量波动尺度一旦满足  $T_D < T_{\odot}$ , 那么余辉就会持续增亮, 持续时间为  $T_{\odot}$ 。

### 3.5 其他物理过程

还有一些物理过程, 主要包括吸积驱动喷流<sup>[64-65]</sup>、吸积盘与黑洞磁耦合<sup>[66]</sup>、磁星旋转驱动喷流<sup>[67]</sup>和磁场间歇地驱动吸积盘<sup>[68]</sup>, 这些都可以用来解释  $\gamma$  射线暴 X 射线耀发现象。

Lazzati 等人<sup>[64]</sup>模拟了  $\gamma$  射线暴喷流传播的不稳定性所产生的 X 射线耀发。喷流能量的

变化会影响 X 射线耀发的光度及其随时间的演化。在模拟过程中, 他们设置了  $10^\circ$  的喷流张角, 并设置 X 射线耀发的洛伦兹因子下限为 5。喷流光度按照函数  $L_0 x^{-5/3}$  衰减, 其中,  $L_0$  是初始喷流光度,  $x$  是用于调节喷流光度的无量纲量。该过程模仿的是吸积过程中的物质回落。他们推测, 早期 X 射线耀发与喷流张角的增加有关, 而晚期 X 射线耀发与喷流张角的减小有关。X 射线耀发的持续时间小于 X 射线耀发的峰值时间。

Luo 等人<sup>[66]</sup>提出, 中心引擎为黑洞的低吸积率 ( $0.001M_\odot \sim 0.1M_\odot \text{ s}^{-1}$ ) 过程可能产生短时标的 X 射线耀发。该过程涉及吸积内盘与中心黑洞之间的磁耦合机制 (magnetic coupling, MC)。磁耦合过程被极偏角限制, 并且其磁场强度随盘半径呈幂律变化, 然而该模型不能解释长时标的 X 射线耀发<sup>[66]</sup>。

双中子星并合后形成磁星。磁星附近扭曲的磁力线所贮存的磁能会转变为正负电子等离子体, 并以星风的形式喷射出磁星表面<sup>[69-70]</sup>。星风驱动双中子星并合后的喷流物质, 喷流物质又作用在星际介质上, 最终形成不同物质组成的层状结构。激波化星际介质中的相对论电子产生同步辐射, 而双中子星并合后, 抛出物质的辐射是热辐射<sup>[71]</sup>。对于 X 波段的流量, 热辐射先达到峰值, 随后是同步辐射达到峰值。

坍缩恒星残留的碎片或外部介质都是吸积驱动的物质来源<sup>[72]</sup>。吸积体 (例如黑洞) 周围的磁场可以改变吸积的速率、吸积的时间以及传输到喷流中的能量。当吸积流体的引力与磁力平衡时, 吸积过程基本停止; 随后, 吸积流体前端物质被不断累加, 引力变大, 磁场也不断地被挤压变形, 最终吸积被重新建立, 并产生喷流<sup>[68]</sup>。X 射线耀发就是由间断性磁场调制的吸积过程产生的。

产生 X 射线耀发的中心天体可能是双中子星并合后的较差旋转的毫秒脉冲星。磁星的较差旋转使极向磁场扭曲并形成环形磁场。随着环形磁场的增强, 磁场从恒星表面被抛出, 磁场在喷流中的耗散产生 X 射线耀发<sup>[73]</sup>。磁星可以吸积周围介质, 回落的介质会与磁星偶极磁场产生强烈作用。若介质与磁星的距离为  $r_m$ , 回落物质与磁星的共转半径为  $r_c$ , 那么, 在介质回落过程中, 磁星吸积介质后能否坍缩成黑洞, 取决于  $r_c$  与  $r_m$  的相对位置: 当  $r_c > r_m$  时, 磁星会坍缩成黑洞; 当  $r_c < r_m$  时, 磁星会向外抛射介质, 不会形成黑洞<sup>[74]</sup>。不会坍缩成黑洞的磁星 (取决于磁星的初始旋转周期和磁场) 不断地抛射物质, 并与喷流相互作用, 产生内激波, 内激波的辐射产生 X 射线耀发。Gibson 等人<sup>[75]</sup>用数值模拟方法, 模拟了磁星吸积回落物质的物理过程, 并发现其光变曲线的形态与短暴中观测到的部分 X 射线耀发的形态相似。

## 4 观测结果对模型限定的进一步讨论

除了采用理论模型解释  $\gamma$  射线暴的 X 射线耀发, 我们还可以利用 X 射线耀发的观测结果限制模型参数。Jin 等人<sup>[76]</sup>提出, 可以采用两种方法估算 X 射线耀发的洛伦兹因子: (1) 假设喷流是重子主导的, 并且喷流被热力学压强加速, 那么, 最终的洛伦兹因子由  $\gamma$  射线暴喷流的光度和 X 射线耀发产生处的火球半径限制。用该方法可以得出洛伦兹因子

的上限。(2) 假设 X 射线耀发的快速下降是由曲率效应导致的, 那么, X 射线耀发的流量衰减可以用函数  $(\Delta T/t_{\text{rc}})^{-(2+\beta)}$  描述 ( $\Delta T$  是喷流从两个壳层先后喷出的间隔时间), 且  $t_{\text{rc}} \propto R_X/(2\Gamma^2 c)$ 。结合光变曲线可以得出, X 射线耀发的洛伦兹因子分布范围是  $10 \sim 1000$ 。Yi 等人<sup>[77]</sup>也根据 X 射线耀发的持续时间和喷流的动力学性质, 给出了 X 射线耀发的洛伦兹因子的下限。Mu 等人<sup>[78]</sup>利用曲率效应研究了辐射区域与洛伦兹因子的关系。在计算流量时, 涉及到多普勒效应  $\nu_{\text{obs}} = \Gamma(1 + \beta_c \cos \theta_{\text{shell}})\nu_{\text{shell}}$ , 其中,  $\nu_{\text{obs}}$  是观测到的光子频率,  $\beta_c = (1 - 1/\Gamma^2)^{1/2}$ ,  $\theta_{\text{shell}}$  是共动系的运动方向与视线方向的夹角,  $\nu_{\text{shell}}$  是共动系中光子的频率。多普勒效应中包含了洛伦兹因子和纬度角 (纬度角可以由衰减时间和辐射半径替代), 因此, Mu 等人<sup>[78]</sup>建立了洛伦兹因子与光度的关系。他们利用观测到的 X 射线耀发光度, 估算出 X 射线耀发的洛伦兹因子分布在  $17 \sim 87$ , X 射线耀发的辐射区域范围为  $10^{15} \sim 10^{16}$  cm。此外, 我们注意到, GRB 060714 的 5 个 X 射线耀发很难用外激波和内激波机制解释<sup>[79]</sup>。GRB 170817A 晚期 (156 d) 出现的 X 射线耀发的观测特征可以由部分理论模型给出合理的解释。Lin 等人<sup>[65]</sup>提出, 用致密天体吸积薄盘模型可以解释 GRB 170817A 晚期 X 射线耀发的峰值光度; Piro 等人<sup>[37]</sup>认为, 该 X 射线耀发可以由环形磁场的耗散产生; Lü 等人<sup>[38]</sup>还提出, 持续活动的超大质量中子星可以使 GRB 170817A 在晚期产生 X 射线耀发。

## 5 总结与展望

本文主要介绍  $\gamma$  射线暴 X 射线耀发的研究进展, 并着重介绍 X 射线耀发的观测性质以及相关理论模型。

X 射线耀发具有以下主要观测性质: (1) 快速上升和指数下降的光变结构; (2) 整个 X 射线耀发的光变轮廓具有不对称性; (3) X 射线耀发的持续时间与其峰值时间有线性关系; (4) X 射线耀发在上升时标内的光谱较硬, 而在下降时标内的光谱较软; (5) 无论是长暴还是短暴, 都可能出现 X 射线耀发, 但是短暴中 X 射线耀发辐射的能量要低于长暴中 X 射线耀发辐射的能量。

用于研究 X 射线耀发的理论模型主要包括火球模型、光球模型、磁耗散机制模型、几何结构的非各向同性辐射模型和其他物理模型。

今后对于  $\gamma$  射线暴 X 射线耀发的研究中, 应当特别考虑观测短暴中的 X 射线耀发。另外, 应当根据  $\gamma$  射线暴的能谱分类建立不同的 X 射线耀发样本, 并进一步比较  $\gamma$  射线暴的瞬时辐射与 X 射线耀发的区别和联系。

### 参考文献:

- [1] Fenyves E J, ed. Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. 14th ed. New York: New York Acad Sci, 1989: 442
- [2] Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. ApJ, 1993, 413: L101

- [3] Kumar P, Zhang B. *Physics Reports*, 2015, 561: 1
- [4] Norris J P, Bonnell J T, Kazanas D, et al. *ApJ*, 2005, 627: 324
- [5] Band D, Matteson J, Ford L, et al. *ApJ*, 1993, 413: 281
- [6] Preece R D, Briggs M S, Mallozzi R S, et al. *ApJS*, 2000, 126: 19
- [7] Norris J P, Nemiroff R J, Bonnell J T, et al. *ApJ*, 1996, 459: 393
- [8] Fishman G J, Meegan C A, Wilson R B, et al. *ApJS*, 1994, 92: 229
- [9] Mao S, Paczynski B. *ApJ*, 1992, 388: L45
- [10] Piran T. *ApJ*, 1992, 389: L45
- [11] Nousek J A, Kouveliotou C, Grupe D, et al. *ApJ*, 2006, 642: 389
- [12] Zhang B, Fan Y Z, Dyks J, et al. *ApJ*, 2006, 642: 354
- [13] Liang E, Kargatis V. *Natur*, 1996, 381: 49
- [14] Margutti R, Guidorzi C, Chincarini G, et al. *MNRAS*, 2010, 406: 2149
- [15] Butler N R, Kocevski D. *ApJ*, 2007, 663: 407
- [16] Lu R J, Wei J J, Liang E W, et al. *ApJ*, 2012, 756: 112
- [17] Falcone A D, Burrows D N, Lazzati D, et al. *ApJ*, 2006, 641: 1010
- [18] Evans P A, Beardmore A P, Page K L, et al. *A&A*, 2007, 469: 379
- [19] Li L, Liang E W, Tang Q W, et al. *ApJ*, 2012, 758: 27
- [20] O'Brien P T, Willingale R, Osborne J, et al. *ApJ*, 2006, 647: 1213
- [21] Margutti R, Bernardini G, Barniol D R, et al. *MNRAS*, 2011, 410: 1064
- [22] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. *ApJ*, 2011, 734: L27
- [23] Pagani C, Morris D C, Kobayashi S, et al. *ApJ*, 2006, 645: 1315
- [24] Godet O, Page K L, Osborne J, et al. *A&A*, 2007, 471: 385
- [25] Bernardini M G, Margutti R, Chincarini G, et al. *A&A*, 2011, 526: A27
- [26] Mu H J, Gu W M, Mao J, et al. *MNRAS*, 2018, 478: 3605
- [27] Margutti R, Chincarini G, Granot J, et al. *MNRAS*, 2011, 417: 2144
- [28] Mao J, Malesani D, Avanzo P, et al. *A&A*, 2012, 538: A1
- [29] Perri M, Guetta D, Antonelli L A, et al. *A&A*, 2007, 471: 83
- [30] Yi S X, Yu H, Wang F Y, et al. *ApJ*, 2017, 844: 79
- [31] Roming P W A, Koch T S, Oates S R, et al. *ApJ*, 2009, 690: 163
- [32] Swenson C A, Roming P W A, De Pasquale M, et al. *ApJ*, 2013, 774: 2
- [33] Becerra R L, Watson A M, Fraija N, et al. *ApJ*, 2019, 872: 118
- [34] Wang K, Dai Z G. *ApJ*, 2013, 772: 152
- [35] He H N, Zhang B B, Wang X Y, et al. *ApJ*, 2012, 753: 178
- [36] Troja E, Piro L, Vasileiou V, et al. *ApJ*, 2015, 803: 10
- [37] Piro L, Troja E, Zhang B, et al. *MNRAS*, 2019, 483: 1912
- [38] Lü H J, Shen J, Lan L, et al. *MNRAS*, 2019, 486: 4479
- [39] Chincarini G, Mao J, Margutti R, et al. *MNRAS*, 2010, 406: 2113
- [40] Yi S X, Xi S Q, Yu H, et al. *ApJS*, 2016, 224: 20
- [41] Mu H J, Gu W M, Mao J R, et al. *ApJ*, 2018, 858: 34
- [42] Berger E. *ARA&A*, 2014, 52: 43
- [43] Jia L W, Uhm Z L, Zhang B. *ApJS*, 2016, 225: 17
- [44] Wang F Y, Dai Z G, Yi S X, et al. *ApJS*, 2015, 216: 8
- [45] Piro L, Troja E, Gendre B, et al. *ApJ*, 2014, 790: L15
- [46] Kumar P, Piran T. *ApJ*, 2000, 532: 286
- [47] Kobayashi S, Piran T, Sari R. *ApJ*, 1997, 490: 92
- [48] Dermer C D, Chiang J, Böttcher M, et al. *ApJ*, 1999, 513: 656
- [49] Giannios D. *MNRAS*, 2012, 422: 3092
- [50] Guiriec S, Kouveliotou C, Daigne F. *ApJ*, 2015, 807: 148
- [51] Burrows D N, Romano P, Falcone A, et al. *Science*, 2005, 309: 1833

- [52] Yu Y W, Dai Z G. ApJ, 2009, 692: 133
- [53] Fan Y Z, Wei D M. MNRAS, 2005, 364: L42
- [54] Lazzati D, Perna R. MNRAS, 2007, 375: L46
- [55] Hascoët R, Beloborodov A M, Daigne F, et al. MNRAS, 2017, 472: L94
- [56] Rees M J, Mészáros P. ApJ, 1998, 496: L1
- [57] Ioka K, Kobayashi S, Zhang B. ApJ, 2005, 631: 429
- [58] Beniamini P, Kumar P. MNRAS, 2016, 457: L108
- [59] Ruffini R, Becerra L, Bianco C L, et al. ApJ, 2018, 869: 151
- [60] Ruffini R, Wang Y, Aimuratov Y, et al. ApJ, 2018, 852: 53
- [61] Giannios D. A&A, 2006, 455: L5
- [62] Geng J J, Huang Y F, Dai Z G. ApJ, 2017, 841: L15
- [63] Nakar E, Oren Y. ApJ, 2004, 602: L97
- [64] Lazzati D, Blackwell C H, Morsony B J, et al. MNRAS, 2011, 441: L16
- [65] Lin Y Q, Dai Z G, Gu W M. MNRAS, 2019, 485: 5773
- [66] Luo Y, Gu W M, Liu T, et al. ApJ, 2013, 773: 142
- [67] Lin W L, Wang L J, Dai Z G. ApJ, 2018, 855: 67
- [68] Proga D, Zhang B. MNRAS, 2006, 370: L61
- [69] Gaensler B M, Slane P O. ARA&A, 2006, 44: 17
- [70] Aharonian F A, Bogovalov S V, Khangulyan D. Natur, 2012, 482: 507
- [71] Wang L J, Dai Z G, Yu Y W. ApJ, 2015, 800: 79
- [72] Perna R, Armitage P J, Zhang B. ApJ, 2006, 636: L29
- [73] Dai Z G, Wang X Y, Wu X F, et al. Science, 2006, 311: 1127
- [74] Piro A L, Ott C D. ApJ, 2011, 736: 108
- [75] Gibson S L, Wynn G A, Gompertz B P, et al. MNRAS, 2018, 478: 4323
- [76] Jin Z P, Fan Y Z, Wei D M. ApJ, 2010, 724: 861
- [77] Yi S X, Wu X F, Wang F Y, et al. ApJ, 2015, 807: 92
- [78] Mu H J, Lin D B, Xi S Q, et al. ApJ, 2016, 831: 111
- [79] Krimm H A, Granot J, Marshall F E, et al. ApJ, 2007, 665: 554

## An Investigation of Research Progress for X-ray Flare in Gamma-ray Burst

LIU Chuan-xi<sup>1,2</sup>, MAO Ji-rong<sup>1,3</sup>

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Science, Kunming 650011, China)

**Abstract:** Gamma-ray burst (GRB) is the most violent explosion in the universe. It has strong gamma-ray emission during short timescale. For some GRBs after prompt emission, X-ray flare is shown in the X-ray decay phase. The pulse of X-ray flare, similar to that of GRB, has an asymmetric structure. Usually the rise time of X-ray flare is less than the decay time of X-ray flare. The X-ray flare duration ranges from hundreds of seconds to

thousands of seconds. In some GRBs, the X-ray flare is as bright as the prompt emission. For one X-ray flare, the duration is linearly related to the peak time. The spectrum of X-ray flare is harder than that of normal X-ray afterglow. The early X-ray flare has a narrow pulse and hard spectrum, compared with the late X-ray flare. The physical mechanisms on the X-ray flare are similar to those of GRB prompt emission. In the fireball model, fast shell collides with slow shell, and the internal shock is generated. The shock accelerates electrons, and the synchrotron radiation generates the X-ray flare. The fireball external shock sweeps up the interstellar medium, and the synchrotron radiation produces X-ray flare as well. In the photosphere model, X-ray flux emerges at the photospheric radius, because the jet has enormously dissipative energy near the optically thick region. The peak energy of thermal emission settles down in the X-ray band, and this makes X-ray flare. In the Poynting-dominated models, GRB jet has interaction with the surrounding interstellar medium, producing the instable magnetic field, which can release huge energy of the magnetic field. The X-ray flare is powered by the dissipative magnetic energy. In the case of anisotropic jet model, due to curvature effect, the anisotropic emission makes a late X-ray flare. Multiple X-ray flares in one GRB can be caused by the intermittent accretion of black hole after GRB occurs. During the accretion, the magnetic field around the black hole can modify the accretion rate and the energy released by GRB jet.

**Key words:** gamma-ray burst; X-ray; radiation mechanism; non-thermal radiation