

# 磁星能量注入模型拟合伽玛射线暴 X 射线 余辉光变曲线\*

胡方浩<sup>1,2†</sup>

(1 南京大学天文系 南京 210093)  
(2 中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

**摘要** 某些伽玛射线暴 (简称伽玛暴) 的中心致密天体可能是一颗具有强磁场的毫秒脉冲星, 它通过磁偶极辐射可对伽玛暴外激波注入能量, 从而导致早期余辉光变曲线的变平. 近年来, 从 Swift 卫星观测到的大量伽玛暴 X 射线余辉中发现, 很多 X 射线余辉光变曲线在暴后  $10^2 \sim 10^4$  s 期间的确存在明显的变平现象. 利用周期为毫秒量级的磁星能量注入模型对 11 个伽玛暴的 X 射线余辉光变曲线进行了拟合, 显示该模型在解释余辉变平现象上的有效性和广泛性, 通过对余辉光变曲线的拟合, 同时也给出了相关中心磁星的磁场强度和旋转周期.

**关键词** 伽玛射线暴; 普通, 恒星; 磁星, 辐射机制; 非热, 方法: 数值

**中图分类号:** P 172; **文献标识码:** A

## 1 引言

从 2004 年发射以来, Swift 卫星取得了大量伽玛暴余辉观测数据, 特别是在 X 射线波段. 观测表明很多 X 射线余辉的光变曲线在  $10^2 \sim 10^4$  s 期间有明显的变平现象, 其时间衰减指数约为 0.5. 随后在  $10^3 \sim 10^4$  s 处发生拐折, 拐折之后的余辉衰减和余辉标准模型预言相一致, 时间衰减指数约为 1.2, 拐折前后没有谱演化<sup>[1-2]</sup>.

对于光变曲线变平现象的解释目前主要有以下几种模型: (1) 能量注入模型, 根据能量来源的不同又可分为两类. 一类认为中心能源在暴后仍不断释放能量, 继而被伽玛暴外激波吸收, 是以 Dai 等<sup>[3]</sup> 和 Zhang 等<sup>[4]</sup> 提出的脉冲星能量注入模型为代表. 另一类认为中心能源瞬时释放全部能量, 但伽玛暴外流有明显速度分布. 速度越低, 质量越大, 所携带的能量也越多. 当速度快的部分与环境介质相作用而减速, 速度慢的部分就会赶上去补充能量, 这一模型最早由 Rees 等<sup>[5]</sup> 提出. (2) 能量均分因子的演化. 这类模型认为, 外激波动力学仍如标准模型所描述, 但激波微观物理存在演化, 主要表现为能量均分因子随时间的演化, 以此来实现余辉光变曲线的变平<sup>[6-7]</sup>. (3) 观测效应, 主要有偏轴、结构化喷流以及前兆辐射. Eichler 等<sup>[8]</sup> 提出, 如果伽玛暴外流是以喷流形式喷

2011-01-27 收到原稿, 2011-02-18 收到修改稿

\* 国家自然科学基金项目 (10873009) 资助

† fhhu@pmo.ac.cn

出并且偏离观测者视线, 则因为集束效应, 开始的时候观测者将无法看到辐射. 之后, 因为喷流减速, 集束效应变弱, 辐射进入观测者的视线之内, 如此可以导致光变曲线变平. 基于偏轴观测模型, Granot 等<sup>[9]</sup>和 Jin 等<sup>[10]</sup>分别进一步提出双成分的喷流, 其中窄成分的洛伦兹因子很高, 产生伽玛暴的瞬时辐射, 而宽成分的洛伦兹因子相对较低但能量较高, 主要产生余辉辐射. 宽窄成分共轴但没有重叠部分, 视线方向在窄成分的张角范围内, 所以对于宽成分来讲视线是偏轴的, 根据偏轴观测效应可得到变平的光变曲线. 此外, Yamazaki<sup>[11]</sup>提出 X 射线余辉辐射实际上可能是由暴前发出的外流所造成, 而伽玛射线瞬时辐射反而来自于较后的外流. 因此, X 射线辐射的时间零点实际上早于伽玛暴的触发时间, 从而导致了早期 X 射线光变曲线的变平, 即变平现象仅仅是时间零点重置的结果. 此外, 在余辉标准模型之外, 也有人提出变平的 X 射线余辉可能来自于瞬时辐射的尘埃散射或直接来自于中心能源本身的辐射<sup>[12-13]</sup>.

在以上模型当中, 能量注入模型被最为广泛地讨论和使用. 例如, 基于 Dai 等<sup>[3]</sup>提出的模型 (即以强磁场脉冲星作为中心能源, 其磁偶极辐射对伽玛暴外激波进行能量注入), Wang 等<sup>[14]</sup>拟合了 GRB 000301C 的光学余辉并解释了光学余辉存在两个拐折的现象, Fan 等<sup>[15]</sup>解释了 GRB 051221A 的 X 射线余辉缓慢衰减现象, 由此指出短暴 GRB 051221A 中心能源同样可能是一颗强磁场的毫秒脉冲星. 本文通过拟合大量的伽玛暴 X 射线余辉光变曲线, 一方面对能量注入模型进行更广泛的检验, 另一方面也试图寻找有关伽玛暴中心脉冲星的更多信息.

## 2 动力学方程

伽玛暴中心形成快速旋转磁星的途径可能有多种, 如磁白矮星吸积坍缩<sup>[16]</sup>; 双中子星并合<sup>[17]</sup>; 吸积导致中子星相变形成奇异星<sup>[18-19]</sup>. 磁星的诞生会形成一个初始火球, 火球将被加速到极端相对论性进而产生伽玛暴. 其后, 磁星将继续通过磁偶极辐射损失它的转动能, 其功率为<sup>[20]</sup>:

$$L(t) = \frac{2}{3c^2} \left( \frac{2\pi}{P_{\text{ms}}} \right)^4 R^6 B_s^2 \sin^2 \theta = 4 \times 10^{47} B_{\perp,14}^2 P_{0,\text{ms}}^{-4} R_6^6 \left( 1 + \frac{t}{T} \right)^{-2} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (1)$$

其中  $B_{\perp,14} = B_s \sin \theta / 10^{14}$  Gs,  $B_s$  是磁星表面磁偶极场强度;  $\theta$  是磁场与磁星旋转轴的夹角;  $P_{\text{ms}}$  是磁星的周期, 随时间变化;  $P_{0,\text{ms}}$  是磁星初始的周期;  $R_6 = R / 10^6$  cm 是磁星半径;  $t$  是暴源系的时间;  $T$  是磁星初始自旋减慢的时标:

$$T \equiv \frac{P}{2\dot{P}} = \frac{6Ic^3}{B_{\perp,14}^2 R^6 \Omega_0^2} = 5 \times 10^4 B_{\perp,14}^{-2} P_{\text{ms}}^2 I_{45} R_6^{-6} \text{ s}, \quad (2)$$

其中  $\dot{P}$  是磁星周期因磁场偶极辐射而随时间增加的变化率;  $I_{45} = I / 10^{45}$  g·cm<sup>2</sup> 是磁星的转动惯量. 因为  $L \propto (1 + t/T)^{-2}$ , 所以当  $t < T$  时,  $L$  近似为常数, 不随时间变化; 而当  $t \geq T$  时,  $L(t) \propto t^{-2}$  随时间指数衰减. 磁星主要以电磁波的形式辐射能量, 其频率为  $\omega = 2\pi / P_{\text{ms}}$ , 由  $P \approx 1$  ms 可知  $\omega \approx 10^4$  s<sup>-1</sup>. 电磁波向外传播会经过被激波化的星际介质, 当激波化星际介质的等离子体频率  $\omega_p = 5.64 \times 10^4 n_e'^{1/2} > \omega$  时<sup>[3]</sup>, 电磁波将被吸收, 其中  $n_e' = 4\gamma^2 n$  是随动系中激波化星际介质的电子数密度<sup>[21]</sup>,  $n$  是未激波化星际

介质的电子数密度,  $\gamma$  是伽玛暴外激波也即激波化星际介质的洛伦兹因子, 上述吸收条件可以转化为  $n > 0.01\gamma^{-2} \text{ cm}^{-3}$ , 该条件在一般的伽玛暴环境中较为容易实现. 因此, 中心磁星将对伽玛暴外激波注入能量.

在接下来的讨论中我们考虑绝热膨胀的外激波动力学. 在外激波向外传播的过程中, 其总动能可写为 [22–24]:

$$E = (\gamma - 1)(m_{\text{ej}} + m_{\text{sw}})c^2 + \gamma(\gamma - 1)m_{\text{sw}}c^2, \quad (3)$$

其中  $U = (\gamma - 1)m_{\text{sw}}c^2$  是内能,  $m_{\text{ej}}$  是伽玛暴外流的静止质量,  $m_{\text{sw}}$  是外流扫过介质的静止质量. 忽略辐射导致的能量损失, 外激波动能的增加与磁星注入的能量相当, 即  $dE/dt = L(t)$ , 这里  $t$  是暴源系时间 (和观测者系时间相同). 因此可以得到

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{L(t)/c^2 - (\gamma^2 - 1)dm_{\text{sw}}/dt}{m_{\text{ej}} + 2\gamma m_{\text{sw}}}, \quad (4)$$

其中  $dm_{\text{sw}} = 8\pi n m_{\text{p}} R^2 \gamma^2 c dt$  以及  $R = 2\gamma^2 ct$  ((4) 式的非绝热形式可见 Wei 等 [25] 的工作). 取定一组模型参数, 通过上式可计算得到外激波洛伦兹因子的演化曲线, 如图 1 所示. 从图中可以看到, 能量注入可导致洛伦兹因子的衰减明显变缓.

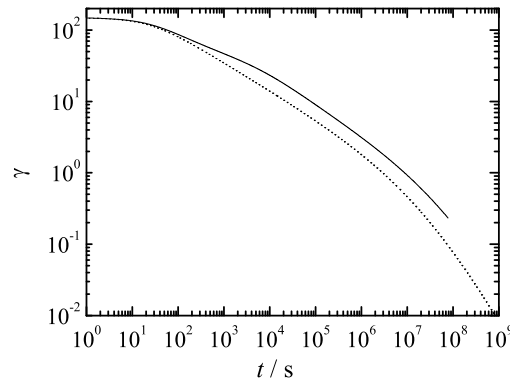


图 1 外激波洛伦兹因子随时间的演化曲线, 实线和虚线分别对应在有能量注入和没有能量注入的情形. 模型参数为  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma_0 = 300$ ,  $m_{\text{ej}} = E_0/(\gamma_0 c^2)$ ,  $I = 10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ ,  $E_0 = 10^{51} \text{ erg}$ ,  $P_0 = 1 \text{ ms}$ ,  $R = 10^6 \text{ cm}$  和  $B_{\perp} = 4 \times 10^{14} \text{ Gs}$

Fig. 1 Evolution of the Lorentz factor of the external shock. The solid and dashed lines are obtained with and without energy injection, respectively. The model parameters are taken as  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma_0 = 300$ ,  $m_{\text{ej}} = E_0/(\gamma_0 c^2)$ ,  $I = 10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ ,  $E_0 = 10^{51} \text{ erg}$ ,  $P_0 = 1 \text{ ms}$ ,  $R = 10^6 \text{ cm}$  and  $B_{\perp} = 4 \times 10^{14} \text{ Gs}$

### 3 电子分布和同步辐射

伽玛暴外流与外部星际介质碰撞产生相对论性外激波, 而激波又将物质加热, 把宏观动能转化为电子、磁场和质子所携带的内能, 它们所占的比例分别记为  $\epsilon_e$ 、 $\epsilon_B$  和

$1 - \epsilon_e - \epsilon_B$ . 一般认为, 电子经激波加速后呈幂率分布, 为  $n'_e = C\gamma_e^{-p} (p > 2)$ , 其加速时标为  $t'_{\text{acc}} = R_L/c = \gamma_e m_e c / (q_e B')$ . 分别记电子的最小和最大洛仑兹因子为  $\gamma_m$  和  $\gamma_M$ , 则随动系中电子的数密度和能量密度分别为:

$$n'_e = C \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \gamma_e^{-p} d\gamma_e = \frac{C}{p-1} \gamma_m^{1-p}, \quad (5)$$

$$u'_e = C \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \gamma_e^{-p} \gamma_e m_e c^2 d\gamma_e = \frac{C}{p-2} \gamma_m^{2-p} m_e c^2, \quad (6)$$

结合激波跳跃条件  $u'_e = \epsilon_e \epsilon'_{\text{int}} = \epsilon_e (\gamma - 1) n'_p m_p c^2$  以及  $n'_e = n'_p$ , 可以得到电子最小洛仑兹因子 [26]:

$$\gamma_m = \epsilon_e \frac{p-2}{p-1} \frac{m_p}{m_e} (\gamma - 1). \quad (7)$$

再考虑到电子在被加速的同时还通过辐射损失能量, 则可以通过比较加速时标和冷却时标确定电子的最大洛仑兹因子. 若仅考虑电子的同步辐射, 其能损率为  $P'_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma_e^2 \frac{B'^2}{8\pi}$ , 则  $t'_{\text{acc}} = t'_c = \gamma_e m_e c^2 / P'_{\text{syn}}$  给出 [27]:

$$\gamma_M = \left( \frac{6\pi q_e}{\sigma_T B'} \right)^{1/2} \approx 1 \times 10^8 B'^{-1/2}. \quad (8)$$

此外, 记系统的动力学时标为  $t'_{\text{dyn}}$ , 它与观测者时间的关系为  $t'_{\text{dyn}} = t_{\text{obs}} \gamma / (1+z)$ . 由  $t'_{\text{dyn}} = t'_c$  可以得到电子的冷却洛仑兹因子 [26]:

$$\gamma_c = \frac{6\pi m_e c (1+z)}{\sigma_T \gamma B'^2 t_{\text{obs}}}. \quad (9)$$

电子在能量空间的连续性方程为:

$$\frac{\partial n'(\gamma_e, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma_e} [\dot{\gamma}_e n'(\gamma_e, t)] = Q(\gamma_e, t). \quad (10)$$

考虑系统达到稳态时电子的分布, 所以第 1 项为零. 对于  $\gamma_e < \gamma_c$  的电子可以近似为没有冷却, 其洛仑兹因子不变; 对于  $\gamma_e > \gamma_c$  的电子有  $\dot{\gamma}_e = P_{\text{syn}} / (m_e c^2) \propto \gamma_e^2$ .  $Q(\gamma_e, t)$  是单位体积单位时间激波加速粒子在  $\gamma_e$  处的注入率. 当  $\gamma_e < \gamma_m$  时, 没有外部注入源, 所以  $Q(\gamma_e, t) = 0$ ; 当  $\gamma_e > \gamma_m$  时,  $Q(\gamma_e, t) \propto \gamma_e^{-p}$ . 由此可以得到  $t$  时刻两类可能的电子分布 [26]:

当  $\gamma_c < \gamma_m$  (快冷却) 时有:

$$n'(\gamma_e) \propto \begin{cases} \gamma_e^{-2}, & \gamma_c < \gamma_e \leq \gamma_m \\ \gamma_e^{-(p+1)}, & \gamma_m < \gamma_e \leq \gamma_M \end{cases}; \quad (11)$$

当  $\gamma_c > \gamma_m$  (慢冷却) 时有:

$$n'(\gamma_e) \propto \begin{cases} \gamma_e^{-p}, & \gamma_m < \gamma_e \leq \gamma_c \\ \gamma_e^{-(p+1)}, & \gamma_c < \gamma_e \leq \gamma_M \end{cases}. \quad (12)$$

相对论性电子的同步辐射具有非常好的单色性, 其峰值频率为  $\nu(\gamma_e) = q_e B \gamma_e^2 c / (2\pi m_e c)$ . 同时峰值流量可以由电子的辐射总功率除以特征频率近似得到:

$$P_{\nu, \max} \approx \frac{P(\gamma_e)}{\nu(\gamma_e)} = \frac{m_e c^2 \sigma_T}{3q_e} \gamma B. \quad (13)$$

至此, 结合以上给定电子分布, 我们可以进一步得到两类基本的同步辐射能谱如下<sup>[26]</sup>:  
快冷却 ( $\nu_c < \nu_m$ )

$$F_\nu = N_e P_{\nu, \max} \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{\frac{1}{3}}, & \nu < \nu_c \\ \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-\frac{1}{2}}, & \nu_c < \nu \leq \nu_m \\ \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-\frac{p}{2}} \left(\frac{\nu_m}{\nu_c}\right)^{-\frac{1}{2}}, & \nu_m < \nu < \nu_M \end{cases}; \quad (14)$$

慢冷却 ( $\nu_m < \nu_c < \nu_M$ )

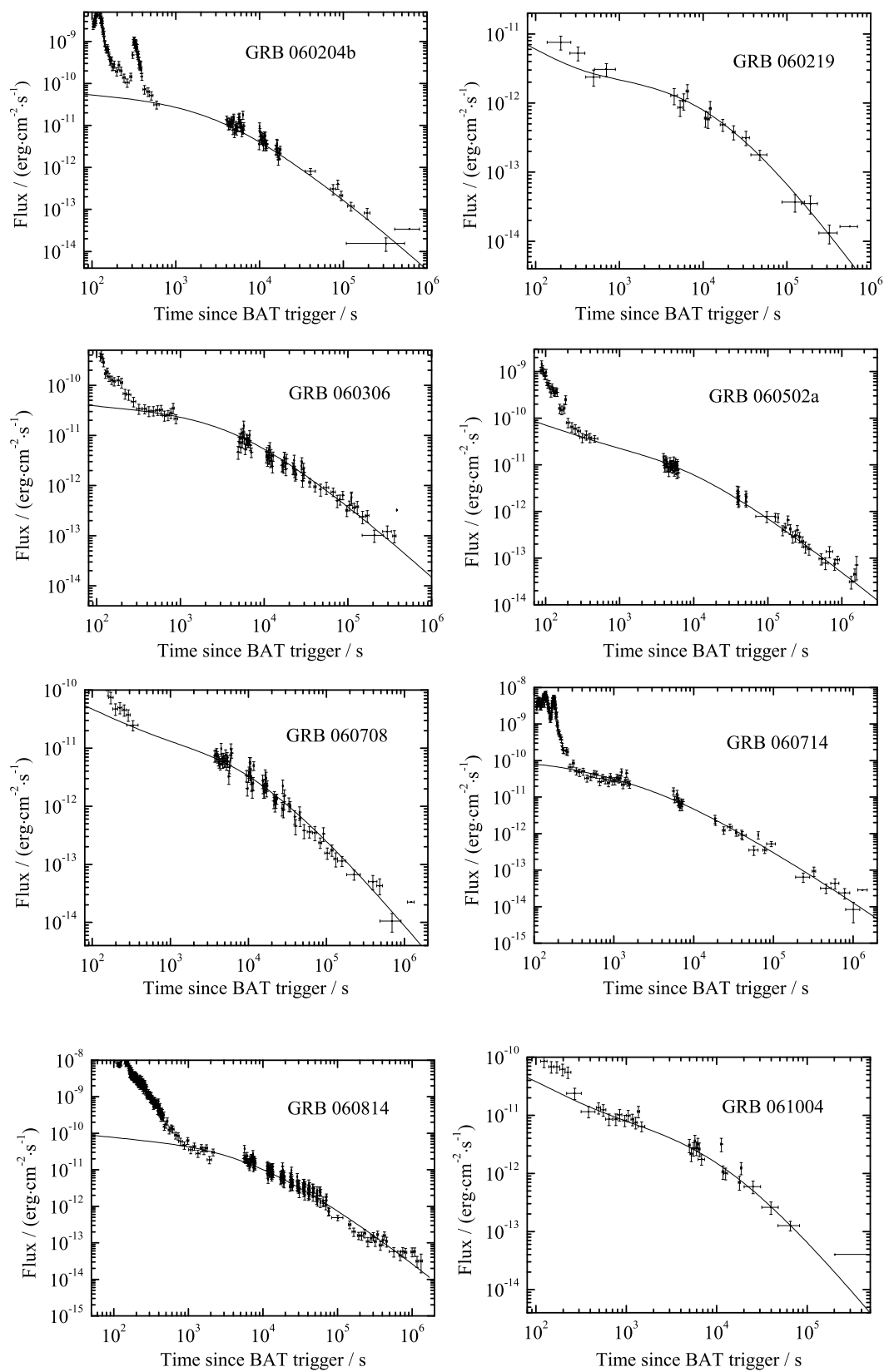
$$F_\nu = N_e P_{\nu, \max} \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{\frac{1}{3}}, & \nu < \nu_m \\ \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-\frac{p-1}{2}}, & \nu_m < \nu \leq \nu_c \\ \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-\frac{p}{2}} \left(\frac{\nu_c}{\nu_m}\right)^{-\frac{p-1}{2}}, & \nu_c < \nu < \nu_M \end{cases}. \quad (15)$$

其中相应的各特征频率分别为  $\nu_m \equiv \nu(\gamma_m)$ ,  $\nu_M \equiv \nu(\gamma_M)$ ,  $\nu_c \equiv \nu(\gamma_c)$ . 由于本文主要针对 X 射线波段, 故不考虑对低频辐射影响显著的同步自吸收效应.

## 4 拟合结果和结论

结合以上所介绍的激波动力学和同步辐射机制两个方面, 我们便可以计算伽玛暴的余辉光变曲线. 当然, 计算中我们还需考虑等时面效应, 即考虑到球形激波面不同地方的辐射到达观测者所需的时间并不相同, 观测者在某一时刻接收到的光子其实来自于激波面不同的纬度和不同的时刻. 此效应的考虑以及喷流张角参数  $\theta_j$  的引入可以造成光变曲线的喷流拐折. 最后, 通过调节模型参数, 我们在图 2 中展示了脉冲星能量注入模型对 11 个伽玛暴 X 射线余辉光变曲线的拟合结果. 计算中每个暴的电子能量均分因子 ( $\epsilon_e$ ) 和磁场能量均分因子 ( $\epsilon_B$ ) 的值分别固定地取为 0.1 和 0.01, 这样做的原因是在一定范围内  $\epsilon_e$ 、 $\epsilon_B$  的变化对曲线的形状没有影响, 它们的变化所带来的影响只是使曲线整体上升和下降. 喷流张角  $\theta_j$  只影响喷流拐折出现的时间, 对拟合变平部分和正常衰减部分没有影响, 所以每一个暴的喷流张角都简单取为 0.5. 其它模型参数的取值列于表 1. 表 1 中  $D_L$  表示光度距离.

图 2 的拟合结果显示, 不仅是对于个别, 而是在普遍意义上, 磁星能量注入模型能够较好地解释伽玛暴的 X 射线余辉光变曲线. 考虑到在 Swift 卫星观测到的所有 X 射线余辉中大约有 2/3 存在光变曲线变平现象, 这为磁星能量注入模型提供了强有力的观测支持. 在这一模型中, 由  $L(t) \propto B^2 P^{-4}$  可知, 磁星的性质对能量注入过程因而也是对伽玛暴余辉辐射具有直接的决定作用. 磁星旋转越快、磁场强度越高, 注入的能量就越多, 但能量注入结束的时间也更早. 根据这一特点, 我们便可以通过拟合余辉光变曲线来测定中心磁星的磁场强度和旋转周期. 对于以上所拟合的 11 个伽玛暴, 其中心磁星的性质展示于图 3 中. 可见, 其周期为毫秒量级, 其磁场强度在  $10^{14} \sim 10^{15}$  Gs 之间, 与模型所



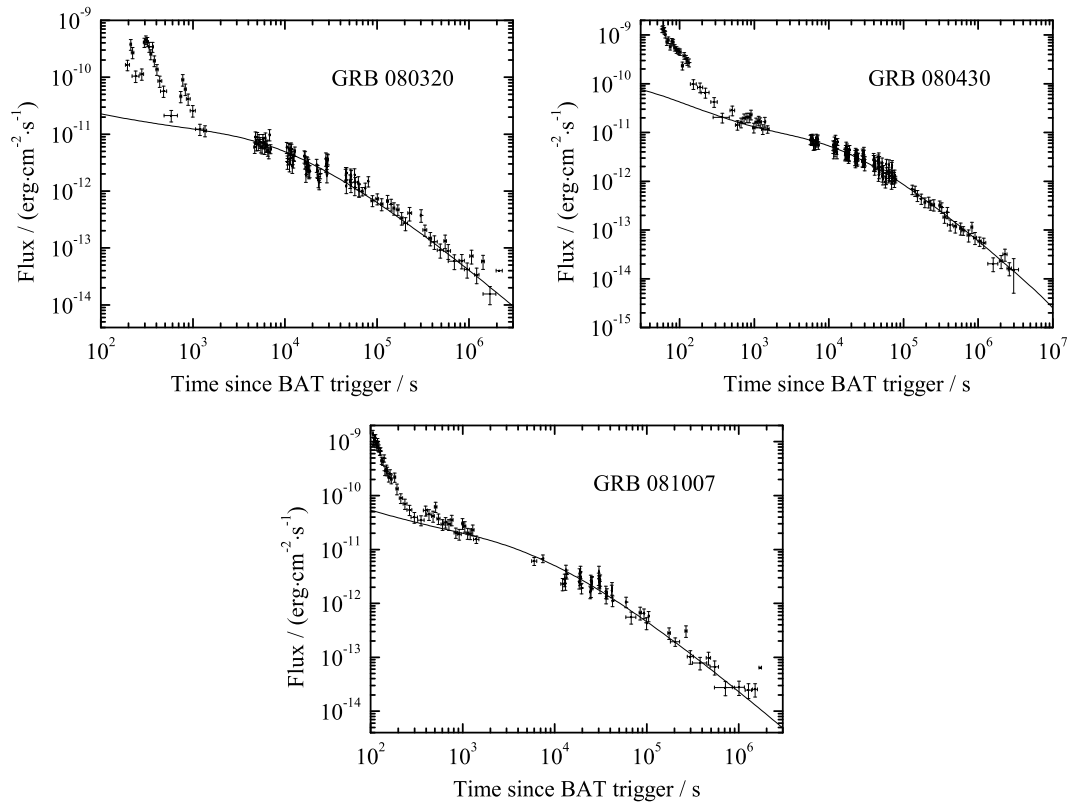


图 2 11 个伽玛射线暴 X 射线 (0.3~10 keV) 余辉光变曲线的拟合. 观测数据取自

[http://www.swift.ac.uk/xrt\\_curves/](http://www.swift.ac.uk/xrt_curves/)

Fig. 2 Fitting the X-ray (0.3~10 keV) afterglow lightcurves of 11 GRBs. The observational data are taken

from [http://www.swift.ac.uk/xrt\\_curves/](http://www.swift.ac.uk/xrt_curves/)

假设的快速旋转磁星性质完全一致. 拟合中得到 GRB 060714 中心磁星的初始旋转周期仅为 0.5 ms, 则中心致密天体有可能是一颗奇异星. 考虑到在计算中固定了中心磁星的转动惯量和能量均分因子, 所以取电子能量均分因子  $\epsilon_e = 0.15$  时再次进行了拟合, 发现中心磁星的初始旋转周期为 0.6 ms 时可以得到相近的光变曲线, 这样看来  $P_0 = 0.5$  ms 就只是在某些固定参数下的结果. 由于样本数所限,  $P$  和  $B$  之间未显现明显相关性. 与此相类似的工作也可参见 Yu 等<sup>[28]</sup>2010 年的工作.

表 1 数值计算中所采用的参数. 对于未测定红移的暴假定其红移  $z=1.0$ Table 1 The parameters used in the numerical calculations. It is assumed that  $z=1.0$  for the GRBs with undetermined redshifts

Burst name	$z$	$D_L(10^{28} \text{ cm})$	$P_0(\text{ms})$	$B_{\perp,14}(\text{Gs})$	$p$	$n(\text{cm}^{-3})$
GRB 080430	0.767	1.472	1.0	2.2	2.4	0.1
GRB 060814	0.84	1.620	0.7	2.5	2.7	0.2
GRB 060714	2.711	6.844	0.5	4.5	2.6	0.2
GRB 060502a	1.51	3.345	0.7	3.5	2.3	0.5
GRB 081007	1.0	2.049	1.0	4.0	2.5	0.2
GRB 080320	1.0	2.049	0.95	3.0	2.4	0.1
GRB 061004	1.0	2.049	0.9	3.0	3.1	0.1
GRB 060708	1.0	2.049	1.0	3.5	2.7	0.1
GRB 060306	1.0	2.049	1.0	5.0	2.6	0.1
GRB 060219	1.0	2.049	1.4	4.0	2.8	0.1
GRB 060204b	1.0	2.049	0.9	5.0	2.9	0.1

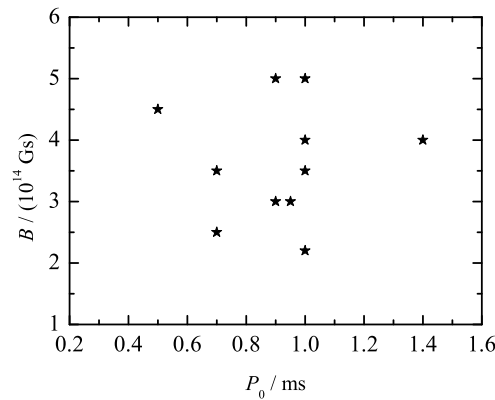


图 3 拟合得到的伽玛暴中心磁星磁场强度和初始旋转周期

Fig. 3 The fitted magnetic field strengths and initial spin periods of GRBs' central magnetars

**致谢** 感谢戴子高教授的指导与详细讨论, 感谢俞云伟博士对论文的修改.

### 参 考 文 献

- [1] Zhang B, Fan Y Z, Dyks J, et al. ApJ, 2006, 642: 354
- [2] Nousek J A, Kouveliotou C, Grupe D, et al. ApJ, 2006, 642: 389
- [3] Dai Z G, Lu T. A&A, 1998, 333: L87
- [4] Zhang B, Mészáros P. ApJ, 2001, 552: L35
- [5] Rees M J, Mészáros P. ApJ, 1998, 496: L1
- [6] Fan Y Z, Piran T. MNRAS, 2006, 369: 197
- [7] Ioka K, Toma K, Yamazaki R, et al. A&A, 2006, 458: 7
- [8] Eichler D, Granot J. ApJ, 2006, 641: L5
- [9] Granot J, Königl A, Piran T. MNRAS, 2006, 370: 1946

- [10] Jin Z P, Yan T, Fan Y Z, et al. *ApJ*, 2007, 656: L57
- [11] Yamazaki R. *ApJ*, 2009, 690: L118
- [12] Shao L, Dai Z G. *ApJ*, 2007, 660: 1319
- [13] Shao L, Dai Z G. *AIPC*, 2008, 968: 43
- [14] Wang W, Dai Z G. *ChPhL*, 2001, 18: 1153
- [15] Fan Y Z, Xu D. *MNRAS*, 2006, 372: L19
- [16] Usov V V. *Natur*, 1992, 357: 472
- [17] Kluźniak W, Ruderman M. *ApJ*, 1998, 505: L113
- [18] Cheng K S, Dai Z G. *ApJ*, 1998, 492: 281
- [19] Dai Z G, Lu T. *PhRvL*, 1998, 81: 4301
- [20] Pacini F. *Natur*, 1967, 216: 567
- [21] Blandford R D, McKee C F. *PhFl*, 1976, 19: 1130
- [22] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 1999, 309: 513
- [23] Dai Z G, Huang Y F, Lu T. *ApJ*, 1999, 520: 634
- [24] Huang Y F, Gou L J, Dai Z G, et al. *ApJ*, 2000, 543: 90
- [25] Wei D M, Yan T, Fan Y Z. *ApJ*, 2006, 636: L69
- [26] Sari R, Piran T, Narayan R. *ApJ*, 1998, 497: L17
- [27] Cheng K S, Wei D M. *MNRAS*, 1996, 283: L133
- [28] Yu Y W, Cheng K S, Cao X F. *ApJ*, 2010, 715: 477

## Fitting X-ray Afterglow Lightcurves of Gamma-ray Bursts by Using the Magnetar Energy Injection Model

HU Fang-hao<sup>1,2</sup>

(1 *Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093*)

(2 *Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)

**ABSTRACT** The central compact object of some gamma-ray bursts (GRBs) may be a strongly magnetized millisecond pulsar. In this model, there is an energy injection from the pulsar to the external forward shock through the magnetic dipole radiation. The energy injection would give rise to the shallow decay of the early afterglow. Recently, an interesting feature is discovered from many X-ray afterglows observed by Swift/XRT (X-ray Telescope): the shallow decay of some X-ray afterglows happens about  $10^2 \sim 10^4$  s after the prompt emission. We have fitted 11 X-ray afterglow lightcurves of GRBs by using the magnetar energy injection model. The result shows the validity and universality of the magnetar energy injection model in explaining the post-shallow-decay phenomenon. Our fittings provide some constraints on the magnetic strength and the rotation period of the central magnetar.

**Key words** gamma-ray bursts: general, stars: magnetars, radiation mechanisms: non-thermal, methods: numerical