

γ 射线暴光变曲线的研究^{* *}

孙 超[†] 刘 琼 毛 竹 杨丕博

(华中师范大学天体物理研究所 武汉 430079)

摘要 γ 射线暴的光变曲线复杂多变, 普遍认为是由内激波产生. 由相对论运动学效应导出高速运动激波层发射的光子数与观测者接收到的光子数之间的转换关系, 再运用内激波辐射的角度扩展得到单个脉冲的曲线方程和形状, 其形状为典型的快上升指数下降. 进而在合理的参数下用多壳层的连续碰撞模型对 γ 射线暴的一些观测光变曲线进行拟合, 取得较好效果, 由此可以解释更多类型的 γ 射线暴的光变曲线.

关键词 γ 射线: 暴, γ 射线: 理论, 物理数据与过程: 相对论

中图分类号: P172; **文献标识码:** A

1 引言

γ 射线暴是来自宇宙空间的短时标的 γ 射线爆发现象, 其持续时间约 0.1—1000 s, 能段主要在 0.1—100 MeV, 典型光子流量为 $0.01\text{--}100\text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. 1997 年意大利——荷兰的 X 射线天文卫星 Beppo SAX 发射上天, 发现了 γ 射线暴的余辉, 测定了其红移和认证出寄主星系, 最终确认 γ 射线暴与遥远的星系和类星体一样处于宇宙学距离, 其巨大的爆发能量和能源机制问题使 γ 射线暴研究成为天体物理学中最重要的前沿领域之一.

γ 射线暴的光变曲线非常多变, 有多峰也有单峰, 有复杂的也有平滑的, 大多有很短的快速光变结构, 呈现快上升慢下降的脉冲形状. Katz^[1]、Fenimore 等^[2]、Kobayashi 等^[3]、Sari 等^[4]、Nakar 等^[5]研究过这种脉冲的时间结构, 本文运用壳层激波辐射的角度扩展和相对论运动学效应以独立的方法研究长 γ 射线暴光变曲线, 对一些观测到的 γ 射线暴光变曲线进行拟合, 取得较好效果.

2 相对论运动学效应

现在普遍认为, γ 射线暴里常见的快速光变是来自“中心发动机”的短时标活动性^[6], 发动机随时间变化地释放能量, 产生许多物质壳层, 它们具有不相等的洛伦兹因子, 当快壳层赶上前面的慢壳层时, 相互碰撞产生内激波, 内激波加速电子, 相对论电子

* 2007-06-05 收到原稿, 2007-10-08 收到修改稿

* 国家自然科学基金(10603002)和华中师范大学桂子山夕阳科研基金资助项目

[†] 267359105@qq.com

在磁场中发出同步加速辐射,形成变化的 γ 射线辐射.

壳层运动的洛伦兹因子都很大,一般为 10^2 的量级,因而壳层间碰撞产生的内激波也以相对论的运动速度运动,其中产生的辐射光子对于观测者将产生明显的相对论运动学效应. 一般认为,在随激波层运动的共动系 S' 中同步加速辐射是各向同性的,假设激波层单位时间,单位面积发出的光子数是 N_0 ,光子是向四面八方的,对应 4π 立体角. 取辐射源的运动方向为极轴,如图 1,在 S' 系中, θ' 内的立体角为: $\Omega' = 2\pi(1 - \cos\theta')$. 于是 θ' 内¹光子数为 $N(\theta') = N_0(1 - \cos\theta')/2$. S' 系 θ' 内的光子在 S 系都在 θ' 角内,则有

$$N(\theta) = N_0 \frac{\gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2}, \tag{1}$$

式中 γ 为辐射源的洛伦兹因子,(1)式表示在 S 系 θ 角内的光子数. 由(1)式可知,当 γ 很大时,绝大部分光子都集束在 θ 很小的立体角内. 由(1)式可得

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{\gamma^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \frac{N_0}{\pi}, \tag{2}$$

(2)式表示在沿运动方向成 θ 角方向单位立体角内的光子数.

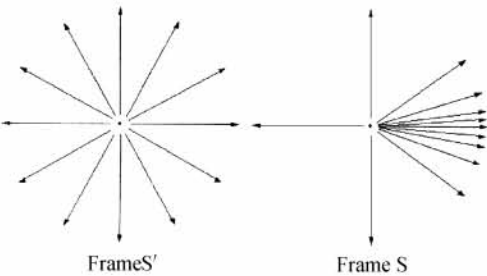


图 1 随激波层运动的共动系 S' 中同步加速辐射是各向同性的,而在观测者坐标系中则不是
Fig. 1 It is assumed that synchrotron emission is isotropic in co-moving Frame S' , while in observer's frame, it's not

3 脉冲的光变曲线方程

现在来考虑激波层各处发出的辐射到达观测者的光子数,无论壳层是各向同性膨胀还是喷流的小角度膨胀,都可以把壳层以及激波层看成球形^[7]. 假设激波层发光时间为 t_E , 则从激波层发出的所有可观测到的光子,在到达接收器前所组成形状的切面图见图 2.

t_0 时刻以后,接收器单位时间内接收到的总光子数由于曲线角度的扩展而递增. 在 C 点到达接收器前,单位时间内接收器接收到光子的总数,随时间变化而增多;当 B 点光子到达接收器后,中心部分开始没有光子到达,且这部分随时间逐渐扩大,即接收器接收到的光子数迅速减少,直到 D 点光子到达接收器不再有光子到达接收器. 由图 2 可见,激波层上不同 θ 角处发出的光子到达接收器走的距离不相同,不同 θ 角处同时发出的光子到达接收器的时间不同,这种效应在文献中称为角度扩展(Angular spreading). 在 θ 角较小时, θ 角对应的滞后时间 t 与 θ 角的关系为 $\theta^2 = 2ct/R^{[4]}$, 激波层上发射的光子可以到

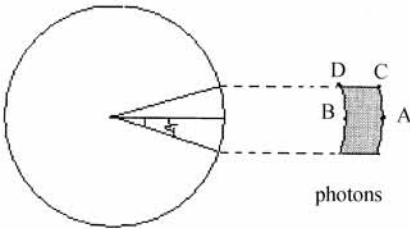


图 2 所有能被观测到的光子,在到达接收器前所组成形状的切面图如图中灰色图形所示. A 点先到达接收器, B, C, D 点依次随后到达. 设它们到达接收器的时刻分别为 $t_0 = 0, t_E, \tau, T$

Fig. 2 All of the photons which are able to be observed by us form a special shape before they arrive at the receiver. This figure shows us the profile of the special shape. Point A arrives at the receiver first, points B, C, D then follows one by one. We note the time when they arrive as $t_0 = 0, t_E, \tau, T$

达观测者对应的 θ 角最大为 $1/\gamma$, 于是有 $\tau = R/2\gamma^2 c$, τ 即为总的角度扩展时间.

我们所能接收到的光子数,其运动方向应指向接收器,且只有在 $(-1/\gamma, 1/\gamma)$ 角度范围内所辐射的光子才有可能被接收到,则在 t 时刻内从壳层发出的可被接收器接收到的光子数为

$$N(t) = \int_0^{\theta(t)} \frac{dN(\theta)}{d\Omega} \cdot 2\pi R \sin \theta \cdot R d\theta \frac{\Delta S}{D^2} = N_0 R^2 \frac{\gamma^2 \theta^2}{\gamma^2 \theta^2 + 1} \frac{\Delta S}{D^2}, \tag{3}$$

其中 ΔS 为观测器接收面积, D 为激波层到接收器的距离. 由于壳层高速运动产生运动学效应,接收器在单位时间内接收到的光子数增大 γ 倍,利用 $\theta^2 = 2ct/R$ 得

$$N = \gamma N_0 R^2 \frac{2\gamma^2 ct}{2\gamma^2 ct + R} \frac{\Delta S}{D^2}. \tag{4}$$

设发光总时间为 t_E , 观测者观测到的总时间应为 $T = t_E + \tau$, τ 为角度扩展时间. 则接收光子的过程共可分为 3 个阶段, $N_i (i=1, 2, 3)$ 、 P_i 为各时段中 t 时刻的总光子数和总功率. 在 A 点到达接收器后, B 点到达之前即 $0 < t < t_E$ 时, 由于角度扩展单位时间内到达接收器的光子的总数 N_1 的表达式据(4)式有

$$N_1(t) = \gamma N_0 R^2 \frac{2c\gamma^2 t}{2c\gamma^2 t + R} \cdot \frac{\Delta S}{D^2}. \tag{5}$$

在 B 点到达接收器以后, 接收器中心开始不再有光子到达, 在 C 点到达接收器之前, 即 $t_E \leq t \leq \tau$ 内, 接收器单位时间内接受到的光子数 N_2 应为

$$N_2(t) = N_1(t) - N_1(t - t_E) = \gamma N_0 R^2 \left[\frac{2c\gamma^2 t}{2c\gamma^2 t + R} - \frac{2c\gamma^2 (t - t_E)}{2c\gamma^2 (t - t_E) + R} \right] \cdot \frac{\Delta S}{D^2}. \tag{6}$$

$\tau < t \leq T$ 时段内, C 点已经到达接收器, 即激波层上处于角度 $\pm \frac{1}{\gamma}$ 处所发射的光子已经到达接收器. 据(4)式有 $N_1(t) = \frac{1}{2} \gamma N_0 R^2 \frac{\Delta S}{D^2}$, 则此段时间内, 单位时间内到达接收器的光子数 N_3 为

$$N_3(t) = N_1(t) - N_1(t - t_E) = \gamma N_0 R^2 \left[\frac{1}{2} - \frac{2c\gamma^2 (t - t_E)}{2c\gamma^2 (t - t_E) + R} \right] \cdot \frac{\Delta S}{D^2}. \tag{7}$$

设在共动系激波层发射的光子能量为 ϵ_0 , 按照相对论多普勒效应, 观测者接收到的

光子能量由于这些光子在共动系中的方向不同而有所不同,其平均光子能量为 $\gamma \epsilon_0$, 它与时间 t 无关,因此接收器接受到的辐射总功率 P 正比于接收到的光子数,即 $P \propto N$, N 随时间变化的情况见图 3,它也就是单个光变脉冲的形状. 第三阶段(即 $\tau < t \leq T$ 时段)可以忽略. 由图可见,我们得到的单个脉冲的光变曲线具有快上升慢下降的特征,和观测结果相符,和 Kobayashi 等^[3]得到的光变脉冲的基本形状相同.

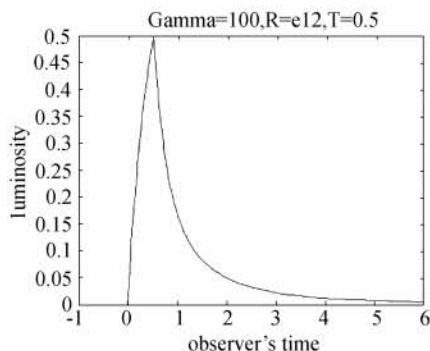


图 3 光变脉冲

Fig. 3 Light pulse

4 一些光变曲线的模拟

以上是两个壳层一次碰撞产生的脉冲,许多这种无规碰撞可以产生一系列高低不等间距各异的脉冲组成的光变曲线,Kobayashi 等^[3]、Nakar 等^[5]曾做过这种模拟,然而还有一些光变曲线难以用这种方法模拟,如文[8]中图 1 的一些光变曲线. 现在我们用一系列壳层的连续碰撞来模拟.

假设中心发动机产生一系列壳层,由外向内依次记为 $A_0, A_1, \dots, A_n$, 壳层的洛伦兹因子和厚度及相邻壳层的间距相应的分别记为 $\gamma_0, \gamma_1, \dots, \gamma_n; d_0, d_1, \dots, d_n; L_0, L_1, \dots, L_n$. 我们考虑碰撞过程为壳层 A_0 与 A_1 碰撞发出脉冲 M_1 , 且 A_0 与 A_1 合并为 A_1' ; A_1' 与 A_2 碰撞发出脉冲 M_2 , 且 A_1' 与 A_2 合并为 A_2' (设合并的壳层的洛伦兹因子计为 γ_i'); 依次这样下去得到脉冲 $M_0, M_1, \dots, M_n$. 一般的 $\gamma_0 \leq \gamma_1 \leq \gamma_2 \leq \dots \leq \gamma_n$, 脉冲 M_i 上升段的时间 t_i 主要取决于壳层 A_i 的厚度 d_i 和 $\gamma_i' - \gamma_i$. 相邻脉冲之间的时间间隔 T 取决于 L_i 与 r_i , 脉冲的高度由壳层洛伦兹因子 γ 和半径决定. 假设 $d_0, d_1, \dots, d_n$ 及 $L_0, L_1, \dots, L_n$ 的取值使得 $t_i = \tau_0$ (常数) $i = 1, 2, 3, \dots, n$. 及 $T_j = T$ (常数) $i = 1, 2, 3, \dots, n-1$. 即各个脉冲上升段时间与相邻脉冲的时间都相等. 由于合并壳层的洛伦兹因子与原来两个壳层的洛伦兹因子及质量有关^[3], 所以这对 γ_i' 之间的大小没有限制, 我们在合理的参数范围内模拟得到如图 4 的一些光变曲线和文[8]中图 1 的 Trigger 1425、Trigger 2812、Trigger 2067、Trigger 143 的观测曲线很相近.

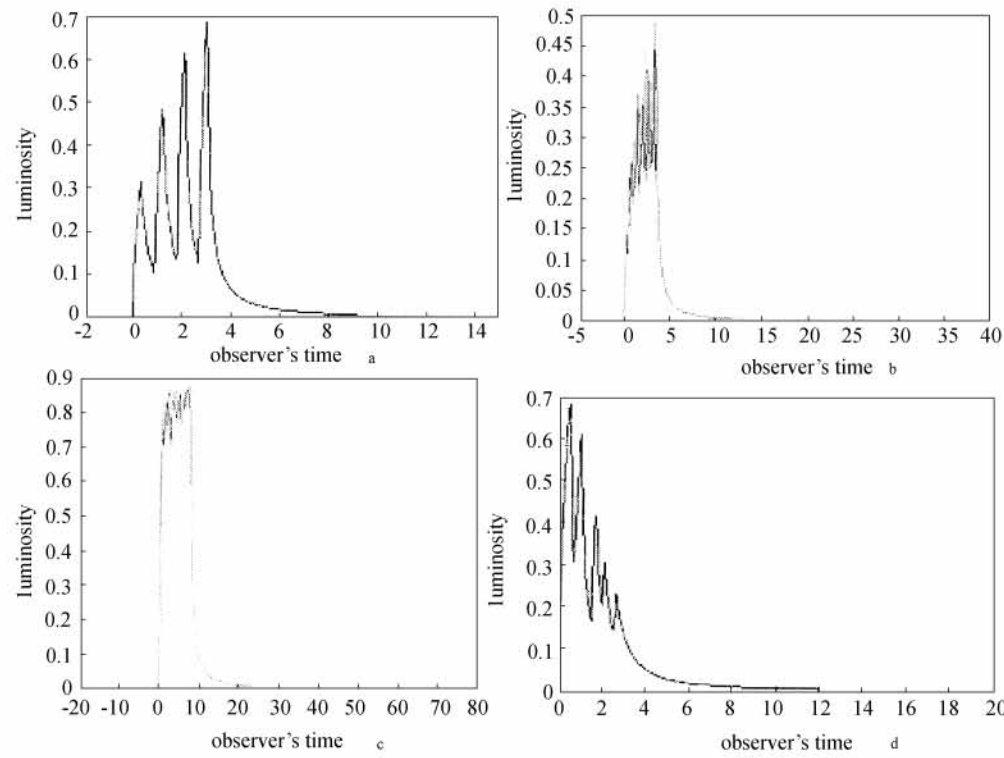


图 4 a,b,c,d 四个光变曲线分别与文[8]中图 1 的 Trigger 1425、Trigger 2812、Trigger 2067、Trigger 143 相似

Fig. 4 Four Light curves a,b,c,d are similar with Trigger 1425, Trigger 2812, Trigger 2067, Trigger 143 separately in Fig. 1 in Meszaros' paper

5 结果与讨论

以上光变曲线的模拟结果和观测结果很相近,这说明我们所做的基本假设和采用的方法是正确的. 在我们的理论推导中用了一些近似假设,例如,在(3)式的计算中假设 $N_0 R^2$ 在一个脉冲的时间内基本保持不变,也许这一假设是可行的.

Kobayashi 等人是从能量的角度分析计算快慢壳层碰撞产生的光变脉冲,它的优点是可以得到光变脉冲的效率,但难以与辐射机制相联系,我们采用的方法可以较方便地将辐射机制加进去,从而可以研究光变曲线脉冲宽度与 γ 射线能段的关系,以及光变曲线的某些性质和参数之间的关联关系.

参 考 文 献

1 Katz J I. ApJ, 1994, 422: 248
2 Fenimore E E, Madras C D, Nayakshin S. ApJ, 1996, 437:998
3 Kobayashi S, Piran T, Sari R. ApJ, 1997, 490:92
4 Sari R, Piran T. ApJ, 1995,455:L143

- 5 Nakar E, Piran T. ApJ, 2002, 572: L139
- 6 黎卓, 戴子高, 陆垓. 天文学进展, 2003, 21, 334
- 7 Piran T. Rev. Mod. Phys. 2005, 76: 1143
- 8 Meszaros P. Rep. Prog. Phys. 2006, 69: 2259

A Study of Variable Light Curves of GRB

SUN Chao LIU Qiong MAO Zhu YANG Pi-bo

(*Institute of Astrophysical, Huazhong University, Wuhan 430079*)

ABSTRACT Most of GRB have a highly variable profile with time. It is believed generally that the observed prompt structure arise from the internal shocks which could occur when a rapid shell catches up a slower one and collide with it. The electrons within shock shell are heated by the shocks and internal energy is then radiated via synchrotron and inverse Compton scattering. Based on relativistic kinematics, a transform relation between the photon number of emission of shock shell which moves with ultra-relativistic speed and the photon number received by observer has been derived. Applying the angular spreading of internal shock's emission, the curve function and the profile of light pulse are obtained. The single pulse has a typical shape of fast rise exponential decay. At last, using the model of multiple collisions of consequent shells and reasonable parameters, the observed variable light curves of GRB are simulated and the better results are acquired. Therefore one can explain more kinds of light curves.

Key words Gamma rays; Bursts, Gamma rays; Theory, Physical Data and Process; Relativity