

γ 射线暴的研究进展 (II) : γ 暴的辐射机制及能谱形成

韦 大 明 陆 琰
(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

在中子星作为 γ 暴源的基础上讨论了各种辐射机制及能谱形成。由于中子星表面磁场很强, 我们首先讨论了强磁场中的辐射过程, 包括同步辐射和吸收, 单光子和双光子的产生和湮灭, 康普顿散射, 韧致辐射等。然后我们讨论了 γ 暴的几种辐射机制, 即同步辐射, 韧致辐射和逆康普顿散射等, 最后介绍了回旋吸收线和发射线的可能产生机制。

关 键 词 伽玛射线: 暴 — 伽玛射线: 观测 — 伽玛射线: 理论

1 引 言

γ 暴发现至今已经 20 年了。观测资料积累了不少, 对它也进行了很多的研究, 但是由于没有已知的天体与它对应, 因此 γ 暴的起源、辐射机制等还是个谜。从目前的观测结果看, 至少有一部分 γ 暴很可能是起源于银河系内的中子星^[1]。

研究 γ 暴的能谱对探索 γ 暴的产生机制及能源等问题有极其重要的意义, 因此人们在研究能谱方面作了很大的努力, 已经建立了许多理论模型来解释 γ 暴的能谱特征, 对此 Harding 有一个比较详细的讨论^[2]。在这里我们将重点讨论几种 γ 暴的能谱形成机制。

将 γ 暴看作起源于中子星, 而中子星表面磁场很强, 达 10^{12}G 以上, 就必须考虑强磁场对粒子行为的影响, 主要体现在电子 (正电子) 在垂直于磁场的方向上动量是不连续的, 只能处在一个个分立的朗道能级上, 这样, 在碰撞过程中就会产生共振效应。其次, 在相互作用过程中, 垂直于磁场方向的动量可以不守恒, 因为磁场也参与了动量的转移, 但平行于磁场方向的动量是严格守恒的。这样一来, 像单光子产生和湮灭这类在自由空间中禁戒的过程在强磁场中就可以发生。因此我们首先讨论在强磁场中的一些物理过程。

2 强磁场中的一些物理过程

在强磁场中计算粒子的行为必须用量子电动力学, 从 S 矩阵元中得到跃迁几率。这里我们给出一些有意义的结果。

2.1 同步辐射及吸收

当一电子从初态 (n, s, p) 跃迁到终态 (n', s', p') 时要满足能量守恒和平行于磁场方向的动量守恒:

$$E_n - E_{n'} = \omega \quad (1)$$

$$p' = p - \omega \cos \theta \quad (2)$$

其中 ω 是光子能量, p 是电子在磁场方向的动量, θ 是光子与磁场方向的夹角。电子在 n 朗道能级上的能量为

$$E_n = (m^2 + p^2 + 2nm^2 B')^{1/2}, n = l + (s + 1)/2 = 0, 1, 2, \dots, l = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

其中 $B' = B/B_c$, $B_c = 4.4 \times 10^{13} \text{G}$ 是临界磁场, $s=1$ 表示自旋向上, $s = -1$ 表示自旋向下。在这里我们全部采用自然单位制 $\hbar = c = 1$ 。由此可得到光子的能量

$$\omega = \frac{(E_n - p \cos \theta) - [(E_n - p \cos \theta)^2 - 2m^2 B'(n - n') \sin^2 \theta]^{1/2}}{\sin^2 \theta} \quad (4)$$

电子从初态 (n, s, p) 到终态 (n', s', p') 的微分跃迁几率为^[3]

$$R_{n,n'}^{s,s'}(\theta) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\omega(E_n - \omega)(\Phi_{\parallel} + \Phi_{\perp})}{(E_n - p \cos \theta - \omega \sin^2 \theta)} \quad (5)$$

其中 α 是精细结构常数, Φ_{\parallel} 和 Φ_{\perp} 是光子偏振方向平行于磁场和垂直于磁场的矩阵元, 其表达式可见文献 [3]。Sokolov 和 Ternov 给出了在朗道轨道中心静止的坐标系中 ($p=0$) 量子同步辐射率的渐近公式^[4]

$$I_0(\omega) = \left(\frac{3^{1/2} \alpha \omega_B}{2\pi} \right) \left(1 - \frac{\omega}{E} \right) \left[k(y) + y^3 \left(\frac{3}{2} Y \right)^2 \left(1 - \frac{\omega}{E} \right) K_{2/3}(y) \right] \quad (6a)$$

$$y = 2\omega \left\{ 3EY \left[1 - \frac{\omega}{E} \right] \right\}^{-1}, Y = (E/m)B' \quad (6b)$$

$$k(y) = y \int_y^{\infty} k_{5/3}(x) dx \quad (6c)$$

其中 $\omega_B = eB/mc$ 是回旋频率。当光子能量 ω 远小于电子能量并且磁场强度 $B' \ll 1$ 时, 上式就简化为经典同步辐射公式:

$$I_0(\omega) = \left(\frac{3^{1/2} \alpha \omega_B}{2\pi} \right) k \left(\frac{2\omega}{3EY} \right) \quad (7)$$

图 1 给出了电子在强磁场中的同步辐射率^[3]。实线是用了量子同步辐射率的渐近公式(6)，虚线表示经典同步辐射率。从图中可见，当光子能量增大时，量子公式与经典公式相差越来越大，量子同步谱比经典同步谱要软得多。

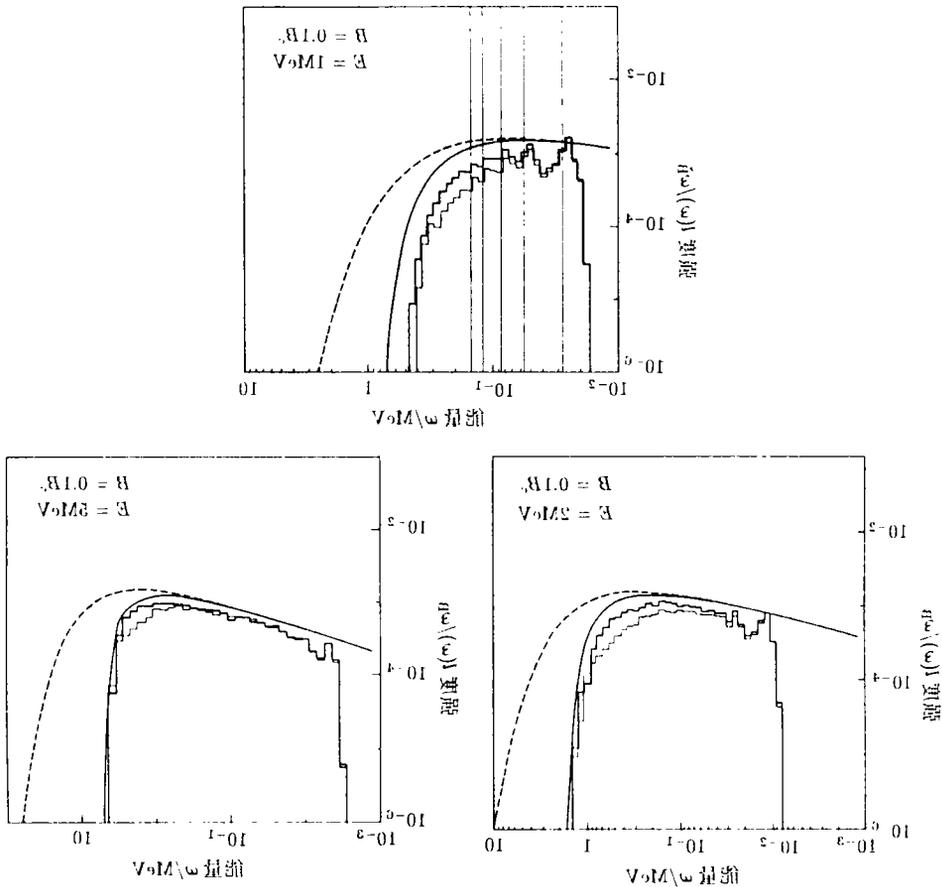


图 1 单电子在强磁场中的同步辐射率。实线用的是量子同步辐射的渐近公式，虚线表示经典同步辐射率。里面两条曲线分别表示初始时刻电子的自旋方向向上 (spin-up) 和向下 (spin-down)^[3]

同步吸收是同步辐射的逆过程。Harding 和 Daugherty 给出了在电子静止系中 ($p = 0$) 的吸收截面^[5]

$$\sigma_{\text{abs}}^n(\theta) = \frac{\alpha \pi^2}{E_n} \delta(E_n - m - \omega) \frac{e^{-Z} Z^{n-1}}{(n-1)!} \left[(1 + \cos^2 \theta) + \frac{Z}{n} \sin^2 \theta \right] \quad (8a)$$

$$Z = \frac{\omega^2 \sin^2 \theta}{2mB'} \quad (8b)$$

δ 函数确保入射光子能量必须满足

$$\omega_n = m \left[(1 + 2nB' \sin^2 \theta)^{1/2} - 1 \right] / \sin^2 \theta \quad (9)$$

在 $nB' \ll 1$ 的情况下, 上式退化为经典的吸收截面

$$\sigma_{abs}^n(\theta) = \frac{\alpha\pi^2}{m} \left(\frac{1}{2} n^2 B' \sin^2 \theta \right)^{n-1} \frac{1 + \cos^2 \theta}{(n-1)!} \quad (10)$$

2.2 韧致辐射

在强磁场中电子与离子碰撞产生的韧致辐射是一个高阶过程。在电子能量为非相对论情况下, Nagel 和 Ventura 用玻恩近似得到了在强磁场下的韧致辐射截面^[6], 这截面依赖于光子的能量、角度和偏振。韧致谱在回旋能量处也有共振现象。但在强磁场中, 韧致辐射功率一般要远小于同步辐射功率。

2.3 康普顿散射

在非相对论情形下, 线偏振光子在电子静止系中的散射总截面为

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \sigma_T \left[\sin^2 \theta + \frac{1}{2} \cos^2 \theta \left(\frac{\omega^2}{(\omega + \omega_B)^2} + \frac{\omega^2}{(\omega - \omega_B)^2} \right) \right] \\ \sigma_2 &= \frac{1}{2} \sigma_T \left[\frac{\omega^2}{(\omega + \omega_B)^2} + \frac{\omega^2}{(\omega - \omega_B)^2} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

其中线偏振态 1 和 2 分别表示光子的电矢量平行或垂直由光子波矢量与磁场构成的平面, ω 和 θ 分别是在电子静止系中光子的动量和与磁场的夹角。上式仅当磁场较弱 ($B' \ll 1$) 时才成立。在强磁场中, 相对论效应变得很重要, 考虑到电子的反冲, 在高次谐波上也会产生共振散射。

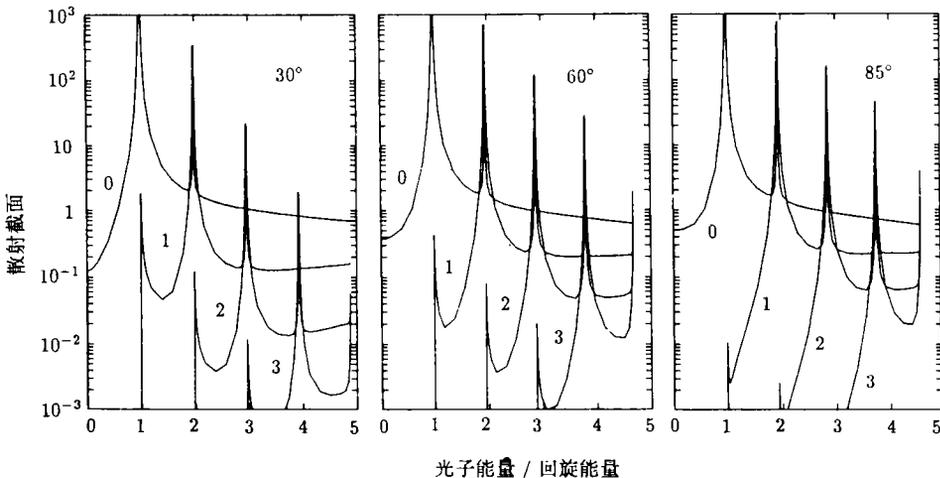


图 2 在电子静止系中光子的散射截面。其中磁场 $B = 1.7 \times 10^{12} \text{G}$, 30° 、 60° 、 85° 是光子与磁场的夹角^[8]

图 2 给出一个在电子静止系中光子散射总截面的例子^[8]。其中磁场强度 $B = 1.7 \times 10^{12} \text{G}$, 电子从朗道基态被激发到朗道能级 k 。从图中可见, 位于共振能量处的散射截

面 $\sigma_{k=n-1}$ 比非共振散射截面要大得多。这表示一个谐波数为 n 的光子与电子散射时, 电子主要被激发到 $k = n - 1$ 的朗道能级上, 同时产生一个约为基波共振能量的散射光子。共振散射处的光子能量由公式 (9) 给出。关于强磁场中康普顿散射的详细计算, 可见 Daugherty, Harding 和 Bussard 等人的文章^[9,10]。

2.4 电子对的产生和湮灭

2.4.1 单光子产生正负电子对

单光子在自由空间中是不能产生正负电子对的, 因为不能同时满足能量和动量守恒, 但在磁场存在的情况下这过程可以发生。产生的电子和正电子只能处在分立的朗道能级上, 其能量分别为

$$E_j = (m^2 + p^2 + 2jm^2 B')^{1/2}, \quad E_k = (m^2 + q^2 + 2km^2 B')^{1/2} \quad (12)$$

其中 p 和 q 分别是电子和正电子沿磁场方向的动量。能量和动量守恒方程为

$$\omega = E_j + E_k, \quad \omega \cos \theta = p + q \quad (13)$$

一个光子能够产生正负电子对的最低能量是 $\omega_{\min} = 2m / \sin \theta$, θ 是光子与磁场方向的夹角。Erber 给出在强磁场中单光子转变为正负电子对的吸收系数的渐近表达式^[11]

$$R_{1\gamma} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\lambda} B' \sin \theta T(\chi)$$

$$T(\chi) \approx 4.74 \chi^{-1/3} A_i^2 (\chi^{-2/3}) = \begin{cases} 0.377 \exp\left(-\frac{4}{3\chi}\right) & \chi \ll 1 \\ 0.6 \chi^{-1/3} & \chi \gg 1 \end{cases}$$

$$\chi = \left(\frac{\omega}{2m}\right) B' \sin \theta \quad (14)$$

其中 α 是精细结构常数, λ 是电子康普顿波长, A_i 是 Airy 函数。Baring 也讨论并给出了光子被磁场吸收的系数公式^[12]。

2.4.2 双光子产生正负电子对

在自由空间, 在质心系中, 双光子产生正负电子对的截面为^[13]

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{3}{8} \sigma_T (x_{\text{CM}}^2 - 1)^{1/2} \quad x_{\text{CM}} - 1 \ll 1 \quad (15)$$

其中 $\sigma_T = 6.6 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ 是 Thomson 截面, $x_{\text{CM}} = \omega_{\text{CM}} / m$, 下标 CM 表示是在质心系中的量。

在强磁场中, 双光子产生正负电子对满足的能量动量守恒方程为

$$\omega_1 + \omega_2 = E_j + E_k \quad (16)$$

$$\omega_1 \cos \theta_1 + \omega_2 \cos \theta_2 = p + q \quad (17)$$

其中 ω_1 、 ω_2 、 θ_1 、 θ_2 分别是两个光子的能量和它们与磁场方向的夹角。两光子碰撞产生正负电子对必须满足条件^[14]

$$(\omega_1 \sin \theta_1 + \omega_2 \sin \theta_2)^2 + 2\omega_1\omega_2 [1 - \cos(\theta_1 - \theta_2)] \geq 4m^2 \quad (18)$$

从 (18) 式可以看出, 即使两光子的运动方向是平行的 ($\theta_1 = \theta_2 \neq 0^\circ$) 仍有可能产生正负电子对, 而这在自由空间是不可能的, 这可能是由于在相互作用过程中垂直于磁场方向的动量不守恒引起的。Kozlenkov 和 Mitrofanov 采用数值方法计算了强磁场中双光子产生正负电子对的截面^[15]。

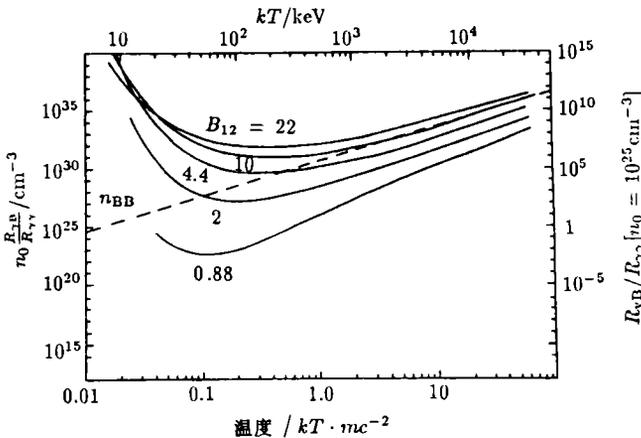


图 3 单光子和双光子产生正负电子对的吸收系数之比。其中光子温度 kT 是由热同步辐射产生的。虚线表示光子达到热平衡时刻的密度^[16]

图 3 比较了单光子产生正负电子对和双光子产生正负电子对的重要性, 其中用了无磁场时的双光子散射截面^[16]。从图中可以看出, 在所有温度范围内, 当总的光子数密度 $n_0 \leq 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ 时, 且磁场强度 $B \geq 10^{12} \text{ G}$ 时, 单光子过程比双光子过程更重要。

2.4.3 单光子湮灭

单光子湮灭过程是单光子产生正负电子对的逆过程, 其能量动量守恒方程与 (12)(13) 一样。Daugherty 和 Bussard 给出单光子湮灭的总截面^[14]

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\alpha m^2 B_c}{2 p E_p B} \lambda_c^2 \exp \left[-2 \frac{B_c}{B} \left(\frac{E_p}{m} \right)^2 \right] \quad (19)$$

其中 p 、 E_p 分别是电子的动量和能量, λ_c 是电子康普顿波长。由于在强磁场中同步辐射率远大于碰撞率或湮灭率, 因此湮灭前电子和正电子通常都处在朗道基态上。

2.4.4 双光子湮灭

在自由空间中双光子湮灭率为

$$R_{2\gamma} = \frac{3}{8} \sigma_{\text{T}} c n_+ n_- \quad (20)$$

Daugherty 和 Bussard 计算了强磁场中处在朗道基态上, 正负电子对的双光子湮灭率^[14]。他们发现, 当磁场非常强时, 其中一个光子将带走几乎所有的能量, 双光子湮灭看起来将类似于单光子湮灭。

图 4 给出单光子和双光子的湮灭率, 其中正负电子沿磁场方向的动量 $p = q = 0$ ^[17]。从图中看出, 当磁场 $B \sim 10^{13}\text{G}$ 时, 单光子的湮灭率与双光子的湮灭率相当; 而当磁场 $B \ll 10^{13}\text{G}$ 时, 双光子湮灭要重要得多。

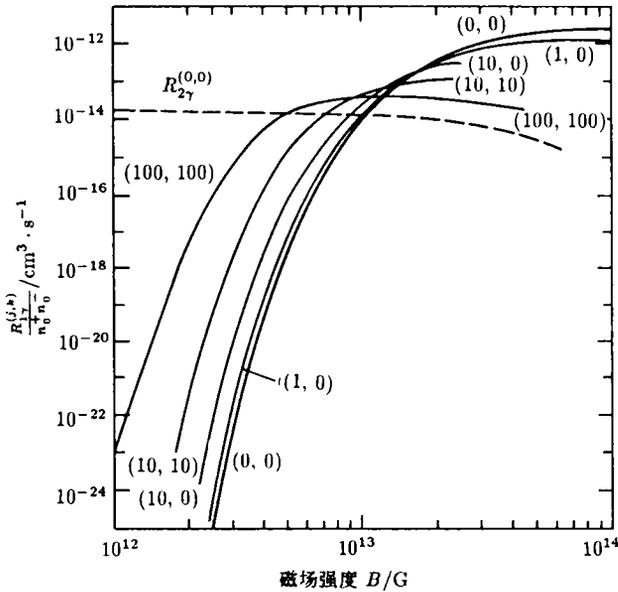


图 4 单光子湮灭率, 其中电子沿磁场方向的动量为零, (j, k) 为量子数。虚线是双光子湮灭率, 其中正负电子都处在朗道基态上^[17]

3 能谱的形成

要解释 γ 暴的能谱, 除了要知道辐射机制外, 还要知道电子的分布函数, 辐射源区的几何位形等, 但这些我们都知道得很少。下面我们先讨论观测结果对理论模型的限制, 然后再讨论各种辐射机制。

3.1 观测对辐射源区的限制

观测表明 γ 暴能谱是非热谱, 因此要求辐射源区对康普顿散射是光学薄的, 即 $n_e \sigma_T l < 1$, 得到电子柱密度 $n_e l < 1.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$, 如果 l 取为 10^6cm , 则要求电子密度 $n_e < 1.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。

由于 γ 暴能谱存在高能尾巴, 光子能量可高达 10MeV 以上, 因此要求源区单光子产生正负电子对的光学厚度小于 1。对单光子来说, $\tau_{1\gamma} = R_{1\gamma} l < 1$, 利用公式 (14), 可得 $B \sin \theta < 10^{12} \text{G}$, 因此或者要求 $\theta \ll 1$, 或者要求 B 很弱, 即要求辐射区的电子分布是

各向异性的, 辐射必须沿磁场方向, 或者辐射区远离中子星表面。对双光子过程而言, 可得源区光子数密度 $n_\nu < 1.5 \times 10^{18}/l_6 \text{cm}^{-3}$, 其中 $l_6 = l/10^6 \text{cm}$ 。

Liang 根据在 γ 暴能谱中的低端频率 ω_{\min} 处没有观测到同步辐射自吸收给出辐射区的电子柱密度^[18]

$$n_{el} < 5 \times 10^{19} \omega_{\min} (\text{keV}) T K_2 (1/T) \exp \left[\left(\frac{4.5 \omega_{\min}}{\omega_B T^2} \right)^{1/3} \right] \quad (21)$$

其中 T 是以 mc^2 为单位的辐射区热温度, K_2 是修正的贝塞尔函数。

史天一和陆焱假设中子星表面的正电子穿过辐射区与外面的电子湮灭形成发射线, 根据计算发射线强度 (\propto 辐射区面积) 与连续谱强度 (\propto 辐射区体积) 之比, 他们发现电子的柱密度 $n_{el} \sim 10^{21} \text{cm}^{-2}$ ^[19]。

另外, 在部分 γ 暴能谱中有双光子湮灭线存在, 却没有单光子湮灭线。根据前面的讨论, 要求磁场强度 $B < 10^{13} \text{G}$, 因为当 $B > 10^{13} \text{G}$ 时单光子湮灭比双光子湮灭更重要。而 Ginga 卫星观测到在 GB880205 的能谱中有两条吸收线, 表明磁场强度 $B > 10^{12} \text{G}$ ^[20]。

γ 暴能谱还有个显著特点, 就是 X 辐射所占的比例很小, 小于 2%, 这要求辐射机制产生的能量都集中在 γ 波段, 并且 γ 光子被中子星表面吸收转化为 X 辐射的比例很小, 这就要求辐射区域要么远离中子星表面, 要么辐射是成束的^[21]。这个限制条件与高能尾巴对源区的限制是一样的。

3.2 连续谱辐射

γ 暴的连续谱是非热谱, 表明它的辐射是光学薄的。通常用来解释 γ 暴能谱的主要有三种机制, 即热韧致辐射、热同步辐射和逆康普顿散射。下面我们先比较这三种辐射机制的功率。

一个电子的韧致辐射功率为^[22]

$$\begin{aligned} P_{\text{brem}} &= \frac{3}{4\pi} \alpha \sigma_T c n_i Z^2 \gamma m c^2 (\log 2\gamma - 1/3) \\ &= 2.5 \times 10^3 n_{26} Z^2 \gamma^2 (\log 2\gamma - 1/3) \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (22)$$

其中 $n_i = 10^{26} n_{26}$ 是离子密度, Z 是离子电荷。

一个电子的同步辐射功率为

$$\begin{aligned} P_{\text{syn}} &= \frac{4}{3} \sigma_T c \beta_\perp^2 \gamma^2 B^2 / 8\pi \\ &= 10^9 \gamma^2 \beta_\perp^2 B_{12}^2 \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (23)$$

其中 $\beta_\perp = \beta \sin \theta$ 是电子垂直于磁场方向的速度分量。

在没有磁场的情况下, 一个电子的逆康普顿散射功率为

$$\begin{aligned} P_{\text{comp}} &= \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_{\text{ph}} \\ &= 2.6 \times 10^6 \gamma^2 \beta^2 U_{20} \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (24)$$

其中假设光子场是各向同性的, 光子场能量密度 $U = 10^{20} U_{20} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。在强磁场中电子逆康普顿散射的功率近似为^[23]

$$\begin{aligned} P_{\text{comp}}^{\text{pres}} &\simeq \frac{3\pi}{8} \frac{c \sigma_T U_{\text{ph}} (\omega_B)}{\alpha \beta \gamma} \left(\frac{\omega_B}{\omega} \right)^2 \frac{m c^2}{\omega} \\ &= 3.2 \times 10^8 \frac{U_{20}}{\beta \gamma} \left(\frac{\omega_B}{\omega} \right)^2 \frac{m c^2}{\omega} \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (25)$$

其中假设了光子场是单能的 (能量为 ω) 和各向同性的。有磁场时的主要区别是电子发生康普顿散射时的共振截面要比没有磁场时大得多。

从上看出, 在通常情况下, 韧致辐射的功率比同步辐射和逆康普顿散射要小得多, 下面我们分别讨论这三种机制。

3.2.1 韧致辐射

Mazets 等人利用 Konus 的观测资料, 首先采用热韧致辐射谱来拟合 γ 暴能谱。假定电子是 Maxwell 分布, 则光学薄热韧致辐射谱为 [24]

$$f(E) \propto E^{-1} g(E) \exp(-E/kT) \quad (26)$$

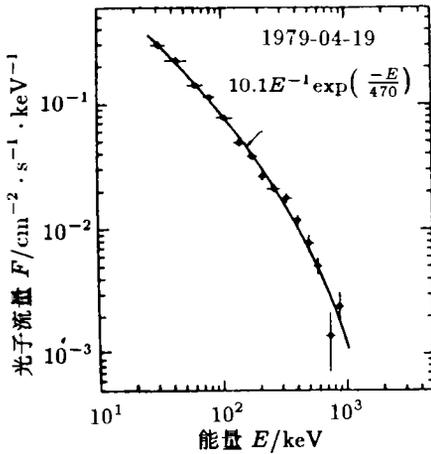


图5 用热韧致辐射拟合 γ 暴 GB790419 的能谱 [24]

3.2.2 同步辐射

Ramaty 等人首先提出用同步辐射来解释 γ 暴的能谱 [26]。之后, Liang 用热同步辐射谱来拟合 γ 暴能谱, 发现对大多数 γ 暴能谱都拟合得很好 [27]。对热 Maxwell 分布的电子, 热同步辐射谱公式为

$$f(E) \propto \exp \left[- \left(\frac{4.5E}{h\nu_c \sin \theta} \right)^{1/3} \right] \quad (27)$$

其中特征频率 $\nu_c = \nu_B (kT/mc^2)^2$, $\nu_B = eB/2\pi mc$ 是回旋频率, θ 是光子与磁场的夹角。Liang 通过拟合发现, 特征频率 ν_c 一般在 1—12keV 之间。如果磁场强度取为 10^{12}G , 则辐射区热温度约为 $(0.5 - 1)mc^2$ 。图 6 给出热同步辐射拟合的一个例子 [27]。

其中 $g(E)$ 是 Gaunt 因子, 差不多等于 1, T 是辐射区温度。图 5 给出对 γ 暴 GB790419 的拟合结果 [24]。用热韧致辐射可以较好地拟合许多 γ 暴能谱, 得到辐射区的温度一般为几百 keV。但正如上面指出, 在强磁场中韧致辐射的功率太低, 远远小于同步辐射功率。另外, 为了能提供足够的光度, 光学薄热韧致辐射要求辐射源区的面积与厚度之比非常大 [25]。例如, 假设辐射源区的面积为 A , 厚度为 l , 则韧致辐射的光度为 $L = P_{\text{brem}} n_e A l$ 。运用公式 (22) 和 $n_e l < 1.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$, 并假设 γ 暴光度为 $10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 则要求 $A/l \sim 10^{12}$, 这在中子星表面几乎是不可能的。因此现在一般认为 γ 暴的能源不可能是由韧致辐射产生的。

但公式 (27) 仅适用于 $B' \ll 1$ 的情形。当磁场非常强时, 必须考虑量子效应。Pavlov 和 Golenskii 运用量子同步辐射的渐近公式 (6), 得到了适合于强磁场 $B' \sim 1$ 的热同步辐射谱公式 [28]。Brainerd 和 Petrosian 以及 Bussard 都分别计算了在强磁场中热分布电子和幂率谱分布电子的相对论量子辐射能谱 [29,30]。他们的计算结果表明, 当磁场 $B' = 0.1$ 时, 公式 (27) 完全不适用, 而根据量子同步辐射的渐近公式得到的结果 [28] 也仅当辐射区温度 $T > 1\text{MeV}$ 时才适用。

但正如前面所述, 电子在强磁场中的同步辐射率远大于碰撞率, 因此除非存在某种等离子体集体效应能加热电子达到热平衡外, 一般来说电子不可能处于三维平衡分布, 在垂直于磁场方向的电子只能处在朗道基态上, 而在平行于磁场方向有可能形成一维热分布。Bussard 假设有一束单能电子 (洛伦兹因子 $\gamma = 2-20$) 注入强磁场, 运用量子同步辐射公式计算了辐射能谱, 发现与多数 γ 暴能谱相符 [30]。

在 γ 暴能谱低能段存在回旋吸收线, 表明辐射区磁场很强, $B > 10^{12}\text{G}$, 而高能尾巴的存在又限制了磁场强度不能太大。为了解决这个困难, 我们曾提出一种磁流管模型来解释 γ 暴的能谱 [31,32]。Shklovskii 和 Mitrofanov 在 1985 年曾提出, γ 暴可能起源于银晕里的老年中子星 [33]。他们认为, 超新星爆发形成中子星时, 中子星能够获得很大的速度, 经过一段时间后能跑到银晕里, 具有较好的各向同性空间分布。由于脉冲星和 γ 暴在观测上没有任何关联, 因此脉冲星和 γ 暴应是中子星的两个不同品种或处在中子星不同的演化阶段上。脉冲星处在中子星的早期阶段, 而 γ 暴可能是老年中子星。按照中子星的一般理论, 中子星的磁场以 10^6-10^7yr 的时标在衰减, 因此我们提出, γ 暴起源于老年中子星, 中子星表面的背景磁场较弱, 但在 γ 暴形成时, 在中子星表面形成了许多磁流管, 磁流管中的磁场可高达 10^{12}G 以上, 电子就在磁流管中同步辐射产生 γ 暴, 并与磁流管中的电子散射形成回旋吸收线。由于磁流管很细, 对高能光子的吸收是光学薄的。利用这个模型可以同时解释回旋吸收线和高能尾巴的存在。我们拟合了 GB880205 的连续谱和吸收线, 发现拟合结果相当好, 并得到磁流管中电子数密度与磁流管半径之积约为 10^{21}cm^{-2} , 与前人得到的电子柱密度结果相符。

3.2.3 逆康普顿散射

Fenimore 等人第一次提出用逆康普顿散射来解释 γ 暴的能谱 [34]。他们假定初始有一个软 X 黑体谱, 被一各向同性的热分布电子散射, 形成 γ 暴的能谱。他们发现可用逆康普顿散射较好地拟合一部分 γ 暴的能谱, 拟合得到黑体谱的温度约为 2keV , 热电子温度约为 150keV 。但是用三维热分布电子很难拟合高能尾巴。对此, Canfield 等人采

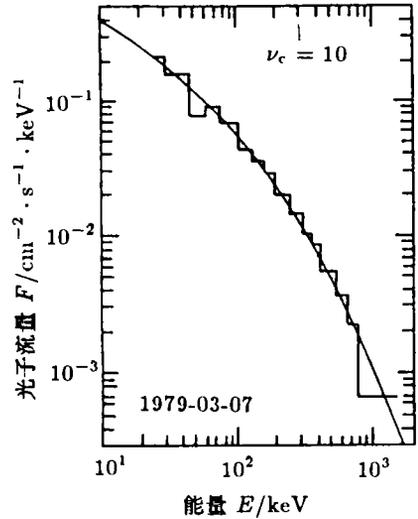


图 6 用热同步辐射拟合 γ 暴 GB790307 的能谱 [27]

用一维电子热分布,他们认为电子在散射前已通过同步辐射处在朗道基态上,他们的计算表明,散射的高能光子几乎是沿着磁力线的方向运动的,光子能量越高,与磁力线的夹角越小,这就允许高能光子不被磁场吸收而逃逸出来。但他们在计算中采用的都是没有磁场时的散射截面,因此没有考虑到共振散射的影响^[35]。

Zdziarski 和 Lamb 讨论了非热电子的逆康普顿散射谱^[36]。他们计算了一个光子与多个电子发生散射的过程,最后的能谱由光子多次散射形成的能谱叠加而成。计算表明,高阶散射的结果使能谱变硬,并在几百 keV 处能谱出现拐点,这与观测到的一些 γ 暴能谱相符。但他们同样没有考虑磁场的影响。

Ho 和 Epstein 用 Monte Carlo 方法计算了在强磁场中的逆康普顿散射谱。他们假设中子星表面极冠区的黑体谱被一束高能电子散射,散射形成的光子基本上都沿着磁力线运动,并且散射形成的能谱很硬,与观测符合得较好^[37]。同时,由于散射光子沿着磁力线远离中子星表面运动,因此只有少数 γ 光子被中子星表面吸收转化为 X 辐射,这自然地解释了为什么观测中 X 射线所占的比例很少。另外,Dermer 运用强磁场中康普顿散射截面的近似公式,计算了一束高能电子散射软 X 黑体谱的过程,得到了散射能谱的解析表达式^[38]。这个近似计算结果与 Ho、Epstein 的数值计算结果基本一致。

3.2.4 正负电子对的级联过程

Sturrock 等人提出,正负电子对的级联过程 (cascade process) 也可能产生 γ 暴的能谱^[39]。他们认为,在中子星表面较远处如果有一平行于磁场方向的电场存在,那么这电场可以把电子加速到 10^{12} eV 的能量,当电子沿磁力线向中子星表面运动时,产生曲率辐射,曲率辐射的高能光子被磁场吸收产生正负电子对,正负电子在强磁场中产生同步辐射,这样形成了光子-正负电子的级联过程。正负电子在中子星表面湮灭形成发射线。数值计算表明级联过程形成的谱也能较好地拟合一些 γ 暴的能谱。但由于正负电子对撞击中子星表面,使中子星表面温度升高,产生较多的 X 辐射,这是该模型的一个困难。Smith 和 Epstein 于是提出加速电场可能产生于中子星极冠区表面,这样被电场加速的电子沿磁力线向外运动,同样产生光子-正负电子级联过程,这个模型与射电脉冲星的极冠区模型很类似^[40]。该模型可以较好地解释 γ 暴的能谱,但没能说明加速电场是如何产生的。

Baring 于是假设,从中子星极冠区表面连续向外注入高能非热电子,这些电子在强磁场中产生同步辐射。同步辐射产生的光子被磁场吸收产生正负电子对,进而也形成光子-正负电子级联过程^[41]。若注入电子是各向同性的,那么在 1MeV 处能谱会有截断,因此要求注入电子必须是成束的。但这模型也没有说明高能非热电子是如何产生的。

3.3 线谱的产生

3.3.1 回旋吸收线的形成

我们前面已经指出,在中子星表面强磁场中,电子的同步辐射率比碰撞率要大得多,因此若一个电子被碰撞到朗道激发态上,它将很快跃迁到低能级上^[25],这表明当一个能量等于基波共振能量的光子与电子碰撞时,光子并不被电子吸收,而只是经历了一次散射。但对高次谐波而言,散射过程也可以近似看作回旋吸收过程^[42]。从图 2 可以看出,当谐波数为 n 的光子与电子散射时,电子主要被激发到 $k = n - 1$ 的朗道能级上,

同时形成一个能量约等于基波共振能量的散射光子。显然,入射的谐波数为 n 的光子通过一次散射后就被吸收掉了。例如,当能量为基波共振能量 2 倍的光子与电子散射时,电子主要被激发到第一朗道能级上,同时产生一个能量约为基波共振能量的光子,因此 $n = 2$ 的入射光子通过一次散射后就消失了,这个过程相当于是个吸收过程。从中我们也可看到,高次谐波光子与电子碰撞时产生第一谐波处的光子,这样就大大增加了第一谐波处的光子数,因而很自然地解释了为何观测到的两条吸收线的深度差不多(见文献 [1] 的图 10), 尽管第一谐波处的散射截面比第二谐波处要大得多。

Fenimore 等用回旋吸收截面(公式(8))拟合 γ 暴 GB880205 的两条吸收线,得到散射电子的柱密度为 $5.7 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$, 并发现几乎没有第三谐波 [42]。Harding 和 Preece 用相对论量子散射截面进行了计算,证实了以上结果,并表明不管光子与磁场夹角是多少,第三谐波与第二谐波之比小于 10% [8]。

我们在 γ 暴的磁流管模型中,用 Monte Carlo 方法计算了 γ 暴 GB880205 的第一、第二和第三谐波处的散射过程 [31,32]。计算结果表明,散射光子的柱密度约为 10^{21}cm^{-2} , 第三谐波与第二谐波的深度比 A_3/A_2 随着光子与磁场的夹角 θ 增大而增大,当 $\theta > 80^\circ$ 时, $A_3/A_2 \sim 0.25$, 应能被观测到。而事实上,在 GB880205 的能谱中,确实隐约存在着第三谐波,只是不太明显罢了。

王其令等人采用温度、磁场、电子密度等都均匀的平板模型来计算 GB880205 的回旋吸收线 [43]。他们得到散射电子的柱密度为 $1.7 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$, 电子温度约为 5keV, 远低于连续谱温度(约 1MeV)。他们通过计算散射过程中的能量变化发现,当平板内电子 Compton 散射达到热平衡时,平板的温度约为 5keV, 正好与拟合结果相吻合。

3.3.2 发射线的形成

发射线的形成首先要求有正负电子对存在。而观测到的发射线宽度表明,正负电子对的温度小于 10keV, 远低于连续谱温度。Ramaty 指出,这是由于正负电子在湮灭前已通过同步辐射冷却的缘故 [44], 因此正负电子在湮灭前都处于朗道基态,是一维分布的。Kaminker 等人发现,如果正负电子的分布是一维的,那么湮灭线宽度同视线与磁场的夹角 θ 密切相关 [45]。当 θ 接近 0° 时,湮灭线宽度与各向同性分布的电子所产生的宽度差不多,而当 θ 接近 90° 时,湮灭线宽度则比各向同性分布的电子所产生的宽度要小得多。另外,强磁场对湮灭线也有致宽作用 [14]。

Preece 和 Harding 假设有一束非热电子连续注入强磁场中,经同步辐射产生的光子被磁场吸收,产生的正负电子对在湮灭前已经过同步辐射冷却而处于朗道基态。他们计算了达到平衡时的正负电子数密度,发现只有当入射光子与磁场的夹角较大时,正负电子对的密度才大到足以产生观测到的湮灭线。但在这种情况下连续谱在 1MeV 处会出现截断现象 [46]。

4 讨 论

从以上讨论可以看出,尽管在 γ 暴能谱方面已经作了很多工作,但至今仍没有一种自洽的理论模型能够解释所有的观测现象。强磁场的存在使我们在计算中必须考虑量子

效应,这就使理论工作更加困难。

我们注意到,所有这些理论模型几乎都是建立在稳态和均匀基础上的。而观测表明, γ 暴的能谱是随时间而变化的。因此,我们应该考虑建立非稳态和非均匀的理论模型。例如,考虑电子不是连续注入磁场中的,而看成有随时间变化的分布。磁场也不是均匀分布的。这样,我们看到的辐射实际上是和磁场不同夹角的各种辐射的叠加,夹角小的辐射带来高能尾巴,夹角大的辐射形成发射线。

另外我们看到,如果用正负电子的级联过程来解释 γ 暴的能谱,则与 γ 射线脉冲星的模型非常相似^[47]。这两者之间究竟有没有关联呢? Ruderman 和 Cheng 曾提出,“死亡”了的脉冲星如果被重新激发就有可能形成 γ 暴^[48]。最近, Cheng 等人根据这种理论计算了“死亡”的脉冲星被激发形成 γ 暴的能谱,发现与观测符合得较好^[49]。如果他们的模型是正确的,则说明脉冲星和 γ 暴是处在中子星的不同演化阶段上。

参 考 文 献

- [1] 韦大明, 陆垓. 天文学进展, 1995, 13:
- [2] Harding A K. Phys. Rep., 1991, 206: 327
- [3] Harding A K, Preece R D. Ap. J., 1987, 319: 939
- [4] Sokolov A A, Ternov I M. Synchrotron radiation. New York: Pergamon, 1968. 121
- [5] Harding A K, Daugherty J K. Ap. J., 1991, 374: 687
- [6] Nagel W, Venture J. Astron. Astrophys., 1983, 118: 66
- [7] Blandford R D, Scharlemann E T. M.N.R.A.S, 1976, 174: 59
- [8] Harding A K, Preece R D. Ap. J., 1989, 338: L21
- [9] Daugherty J K, Harding A K. Ap. J., 1986, 309: 362
- [10] Bussard R W, Alexander S B, Meszaros P. Phys. Rev. D, 1986, 34: 440
- [11] Erber T. Rev. Mod. Phys., 1966, 38: 626
- [12] Baring M G. M.N.R.A.S., 1988, 235: 51
- [13] Svensson R. Ap. J., 1982, 258: 335
- [14] Daugherty J K, Bussard R W. Ap. J., 1980, 238: 296
- [15] Kozlenkov A A, Mitrofanov I G. Sov. Phys. JETP, 1987, 64: 1137
- [16] Burns M L, Harding A K. Ap. J., 1984, 285: 747
- [17] Harding A K. Ap. J., 1986, 300: 167
- [18] Liang E P. Nature, 1982, 299: 321
- [19] Shi Tianyi, Lu Tan. Astrophys. Space Sci., 1987, 136: 363
- [20] Murakami T *et al.* Nature, 1988, 335: 234
- [21] Imamura J N, Epstein R I. Ap. J., 1987, 313: 711
- [22] Blumenthal R D, Gould R J. Rev. Mod. Phys., 1970, 42: 237
- [23] Dermer C D. Ap. J., 1990, 360: 197
- [24] Mazets E P, Golenetskii S V *et al.* Astrophys. Space Sci., 1982, 82: 261
- [25] Bussard R W, Lamb F K. In: Lingenfelter R E, Hudson H S, Worrall D M eds. Gamma ray transients and related astrophysical phenomena. New York: Am. Inst. Phys., 1982, 189
- [26] Ramaty R, Meszaros P. Ap. J., 1981, 250: 384
- [27] Liang E P, Ternigan T E, Rodrigues R. Ap. J., 1983, 271: 766
- [28] Pavlov G G, Golenetskii S V. Astrophys. Space Sci., 1986, 128: 341
- [29] Brainerd J J, Petrosian V. Ap. J., 1987, 320: 723
- [30] Bussard R W. Ap. J., 1984, 284: 357

- [31] 韦大明, 陆垚. 倪陈平等. 天体物理学报, 1993, 13: 108
- [32] 韦大明, 陆垚. 天文学报, 1994, 35: 15
- [33] Shklovskii I S, Mitrofanov I G. M.N.R.A.S., 1985, 212: 545
- [34] Fenimore E E *et al.* In: Lingenfelter R E, Hudson H S, Worrall D M eds. Gamma ray transients and related astrophysical phenomena. New York: Am. Inst. Phys., 1982. 201
- [35] Canfield E, Howard W M, Liang E P. Ap. J., 1987, 323: 565
- [36] Zdziarski A A, Lamb D Q. Ap. J., 1987, 309: L79
- [37] Ho C, Epstein R I. In: Johnson W N ed. Proc. GRO science workshop, Washington: NRL, 1989: 4
- [38] Dermer C D. Ap. J., 1990, 360: 197
- [39] Sturrock P A, Harding A K, Daugherty J K. Ap. J., 1989, 346: 950
- [40] Smith I, Epstein R I. In: Ho C, Epstein R I, Fenimore E E eds. Proc. Alamos workshop on Gamma-ray bursts, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991: 52
- [41] Baring M G. Astron. Astrophys., 1987, 225: 260
- [42] Fenimore E E *et al.* Ap. J., 1988, 335: L71
- [43] Wang J C L *et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, 63: 1550
- [44] Ramaty R, Lingenfelter R E, Byssard R W. Astrophys. Space Sci., 1981, 75: 193
- [45] Kaminker A D, Pavlov G G, Mamradze P G. In: Proc. joint Varenna -Abastumani workshop on plasma astrophysics, [s.l.],[s.n.], 1986: 393
- [46] Preece R D, Harding A K. Ap. J., 1989, 347: 1128
- [47] Lu Tan, Shi Tianyi. Astron. Astrophys., 1990, 231: L7
- [48] Ruderman M A, Cheng K S. Ap. J., 1988, 335: 306
- [49] Cheng K S, Ding K Y. M.N.R.A.S., 1993, 262: 1037

(责任编辑 刘金铭)

Progress of the Study of Gamma-ray Bursts(II): The Radiation Mechanisms and Formation of Spectra

Wei Daming Lu Tan

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract

We discuss the various radiation mechanisms and the formation of the spectra of γ -ray bursts based on the assumption that γ -ray burst sources are neutron stars. Because the magnetic field is very strong near the neutron star surface, we first review the radiation processes in strong magnetic field, including synchrotron radiation and absorption, one-photon pair production and annihilation, two-photon pair production and annihilation, Compton scattering and bremsstrahlung. Then we discuss some main radiation mechanisms of γ -ray burst, i.e. synchrotron radiation, bremsstrahlung and inverse Compton scattering. Finally we discuss some probable mechanisms for producing the cyclotron absorption lines and emission lines.

Key words Gamma rays: bursts—Gamma rays: observations—Gamma rays: theory