

γ 射线暴能谱研究进展

史 天 一

(北京师范大学物理系)

提 要

本文介绍了γ射线暴整个能谱,从低能量30keV到高能10MeV以及能谱中特征线,包括发射和吸收特征线的观测和研究现状。在此基础上,对γ射线暴的辐射机制进行了探讨,提出了一些可能的模型,并且以此对一些具体能谱进行了拟合,得到了满意的结果。

一、引 言

γ射线暴是一种短时标,突然的高能γ射线爆发现象。它的发现和脉冲星的发现一样,是完全偶然的。1963年美苏签署了禁止核试验条约,为了监视这个条约的执行情况,美国Los Alamos科学实验室研制了能探测核爆炸中放出辐射(能量范围包括X射线和γ射线)的探测器,并将它们安装到美国国防部的Vela系统卫星上,送入太空。1969年发射的4个Vela系统卫星探测到了不是来自地球和太阳系,而是来自宇宙空间的γ射线暴(实际上,在

1967年Vela系统就已记录到γ射线暴)。1973年Klebesadel等在美国天体物理杂志上发表了观测到的16个宇宙γ射线暴的事例^[1]。图1表示了三个Vela卫星同时记录到1970年8月22日暴(简称GB700822)。70年代末,苏联将高灵敏度的探测器安装在四个Venera空间探测器上取名为KONUS实验。列宁格勒Ioffe物理技术研究所的Mazets小组,利用KONUS进行观测,将1978年9月至1980年2月间的观测结果汇编成一份资料,其中有143个γ射线暴发生时间、位置、时间特性、能谱和亮度变化的数据^[2]。美国、法国、日本等也都对γ射线暴进行了仔细的观测和研究。

至今已记录到的γ射线暴已有数百个。由于γ射线暴爆发时间短(有的短到0.01秒,长的达几十分钟),来不及搜索和跟踪,发生在无法预测的位置上,以至无法用窄视场、高灵敏度的探

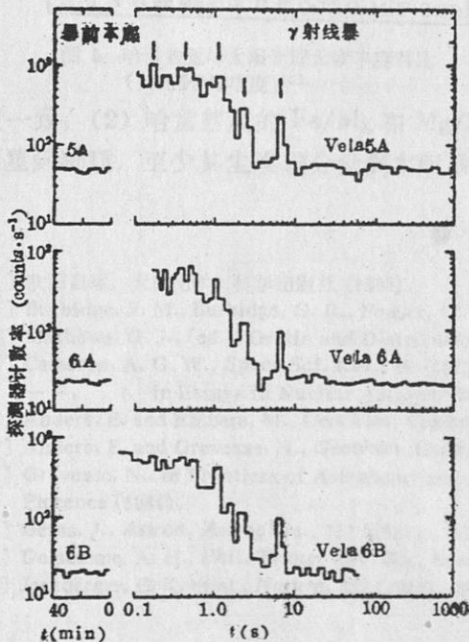


图1 由Vela系统观测到GB700822^[1]

测器, 而必须采用广角探测器; 由于大气对高能 γ 射线吸收, 探测器必须装在卫星上。因此尽管已经观测到了几百次 γ 射线暴, 但对暴的起源和形成, 能谱的解释和辐射机制, 以及能源等问题仍很不清楚。

本文主要介绍一下能谱研究情况及我们的工作。第二部分介绍 γ 射线暴能谱及其研究现状; 第三部分讨论能谱的拟合和辐射机制探讨; 第四部分谈谈能谱研究中应注意的一些问题。

二、 γ 射线暴能谱及其研究现状

γ 射线暴能谱的研究对于探索 γ 射线暴发生机制, 能源等问题都是极其重要的。至今已对几百个 γ 射线暴的能谱进行了测量。它们的能量范围一般从几十个 keV 到几个 MeV (一些特殊的 γ 射线暴谱, 能谱测量可以低到 2keV, 而高的则可达到 10MeV 以上)。相当一部分能谱中, 在低频端(70keV 以下)有明显的吸收特征; 而在 400keV 左右有发射特征; 少数能谱中还有核子线。能谱的资料主要来自 KONUS 实验, 太阳峰年卫星上 γ 射线谱仪和 γ 射线暴仪器星际网等^[3]。

1. 中能连续谱(30keV < E < 1MeV)

已经对这个能量范围的连续谱进行了广泛的研究。用几种物理过程的能谱对观测谱进行拟合, 得到较满意的结果。

(1) 热韧致辐射谱(Thermal Bremsstrahlung Spectra)

1981 年 Mazets 等利用 KONUS 观察资料, 采用热韧致辐射谱对中能范围连续谱进行拟合。假定电子按 Maxwell 分布, 对于光学薄的热韧致辐射谱有^[4]

$$\frac{dN}{dE} = AE^{-1} g(E) e^{-\frac{E}{kT}} \quad (\text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}) \quad (1)$$

式中 $g(E)$ 是与能量有关的 Gaunt 因子, 差不多等于 1, T 是 e^+ , e^- 等离子体温度, k 是

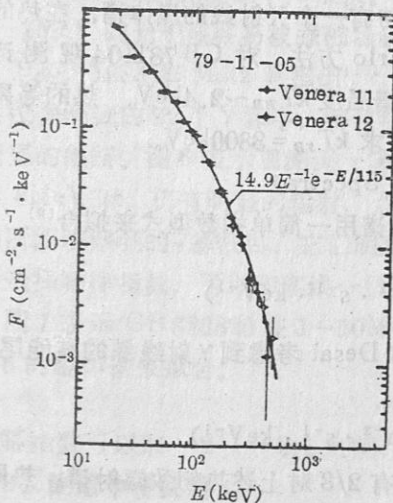


图 2 由热韧致谱拟合的 GB791105^[4]

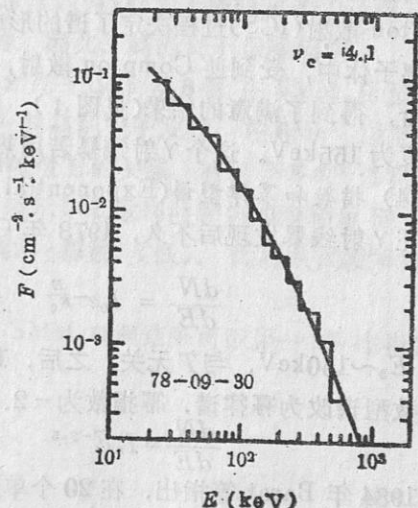


图 3 由热同步谱拟合 GB780930^[7]

Boltzman 常数。由拟合谱形, 得到参数 A 和温度 T 。图 2 给出对 GB 791105 的拟合情况。 $kT = 155\text{keV}$ 。对一般的 γ 暴 kT 范围可从 $10\text{keV} - 2\text{MeV}$, 而多数在 $150 - 400\text{keV}$ 之间(最先用热韧致谱来拟合 γ 射线暴能谱的是 Gilman 等^[6])。

(2) 热同步谱(Thermal Synchrotron Spectra)

1982 年 Liang 指出^[6], 在存在强磁场条件下, 热同步辐射远比热韧致辐射更有效。

按 Maxwell 分布的中等相对论电子的热同步辐射谱为:

$$\frac{dN}{dE} = A' \exp \left[- \left(\frac{4.5\nu}{\nu_c} \sin \theta \right)^{1/3} \right] \quad (\text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}) \quad (2)$$

其中 θ 是视线和磁场方向的夹角。通常取 $\theta = \pi/2$ 。临界频率

$$\nu_c = \nu_L T^2 \langle \sin \theta \rangle = \frac{eBT^2}{2\pi mc^2} \langle \sin \theta \rangle \quad (3)$$

ν_L 是 Larmor 频率。利用(2)式, Liang 对 KONUS 公布的资料进行拟合^[7]。拟合的效果和热韧致辐射谱拟合的一样好。图 3 给出了拟合的例子。由拟合可以得出临界频率 ν_c , 对大多数 γ 射线暴 ν_c 在 $1 - 20\text{keV}$ 范围内, 峰值在 $2 - 5\text{keV}$ 内。

临界频率 ν_c 正比于 B 和 T^2 的乘积。因此由拟合不能分别得出磁场 B 和温度 T 的信息。

(3)式可以写成

$$\nu_c(\text{keV}) = 11.6 B_{12} T^2.$$

其中 B_{12} 以 10^{12}G 为单位磁场, 如果假定 B 的普遍值取为 $1.72 \times 10^{12}\text{G}$, 温度峰值的范围大致在 $0.2 - 0.7\text{mc}^2$ 。

(3) 逆 Compton 散射谱(Inverse Compton Scattering)

韧致辐射的效率较低。为了达到观测所需的亮度, 发射区体积将要求很大, 而 γ 射线暴种种迹象表明, 发射区体积并不大, 而且热韧致辐射谱拟合并不对一切 γ 射线暴谱都很好。有些很硬的谱, 以致没有一个热韧致谱可以满意地拟合。在高温下($T_{\text{TB}} \gtrsim 300\text{keV}$), 热韧致辐射的截面远小于逆 Compton 散射截面。1985 年, Fenimore^[8] 提出, 在高温下, 逆 Compton 散射(ICS)过程决定了谱的形成。他们假定起初有一个 X 射线的黑体谱, 在热的 e^+e^- 等离子体中, 受到逆 Compton 散射, 利用 Monte-Carlo 方法, 对 GB 781104 观测谱进行拟合, 得到了满意的结果(见图 4)。由拟合得到黑体谱温度 $kT_{\text{BB}} \sim 2.4\text{keV}$, 热的等离子体温度为 155keV 。这个 γ 射线暴若用热韧致谱拟合, 要求 $kT_{\text{TB}} = 3800\text{keV}$ 。

(4) 指数和幂律型谱(Exponential and Power Law Spectra)

在 γ 射线暴发现后不久, 1973 年 Cline 等得到的能谱用一简单指数型式来拟合^[9]

$$\frac{dN}{dE} = I_0 e^{-\frac{E}{E_0}} \quad (\text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}) \quad (4)$$

其中 $E_0 \sim 150\text{keV}$, 与 T 无关。之后, 1975 年, Cline 和 Desai 考虑到 γ 射线暴的高能尾巴, 将指数型谱改为幂律谱, 幂指数为 -2.5 。^[10]

$$\frac{dN}{dE} = I_0 E^{-2.5} \quad (\text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}) \quad (5)$$

1984 年 Barat 等指出, 在 20 个单峰 γ 射线暴中, 有 $2/3$ 对上述热韧致辐射谱、热同步谱, 指数谱和幂律谱都可以有满意的拟合^[11]。1983 年, Liang 等对 GB 780918, 用热韧致

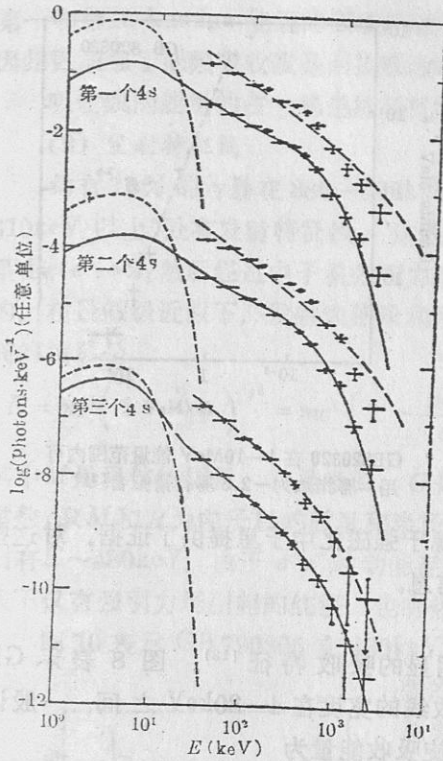


图 4 GB781104 用逆 Compton 散射谱拟合。图中表示了第一个 4 秒, 第二个 4 秒, 和第三个 4 秒谱拟合。短虚线是初始 X 射线黑体谱; 实线是经过逆 Compton 散射谱; 长虚线是最好拟合时热韧致谱^[6]

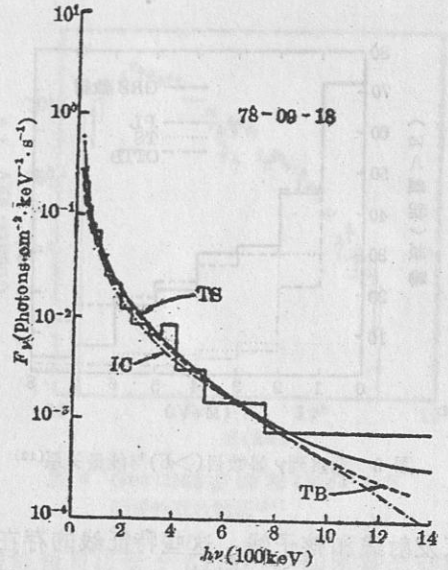


图 5 GB780918 可用热同步谱(TS), 热韧致谱(TB)和逆 Compton 散射谱(IC)拟合^[7]

谱、热同步谱和逆 Compton 散射谱都可以得到满意的拟合(见图 5)

总之, 中能连续谱的拟合表明, γ 射线暴这部分能谱很可能不是由单一的方式产生的。对不同的 γ 暴, 由于具体物理条件不同, 很可能有不同的产生机制。

2. 高能连续谱($E > 1\text{MeV}$)

过去一直认为 1MeV 以上, γ 暴的能谱一定是很弱的。这是因为热谱对中能段有很好的拟合, 而热谱在 高能段下降很快。另一方面, 由于通常认为 γ 暴源于强磁化的中子星表面, 大于 1MeV 的光子很容易被强磁场吸收, 形成 e^+e^- 对。因此, 高能光子很难出来。

但是, 1985 年 Matz 等指出^[12], 他们从 1980 年 2 月—1983 年 8 月在 SMM 卫星 γ 射线谱仪探测到的 72 个 γ 暴中, 都有明显的大于 1MeV 的高能光子发射, 在 6MeV 以下, 没有明显的截断。图 6 表示观测到 γ 暴数目(大于 E)和能量 E 的关系。有相当多的 γ 暴在能量达到 6MeV 时, 仍有明显的辐射。点虚线和点线分别表示热韧致辐射和热同步辐射随能量增加所能观察到的 γ 暴数目, 它们明显低于实线观测到的 γ 暴数(实线)。而虚线代表幂律谱, 适当选择幂律指数, 可以和实线一致。

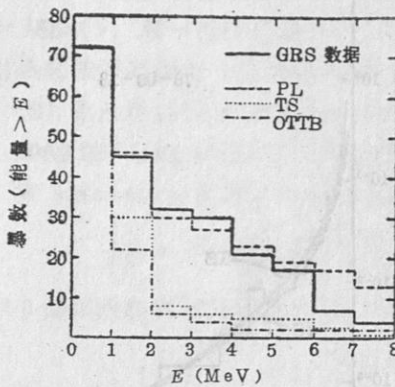
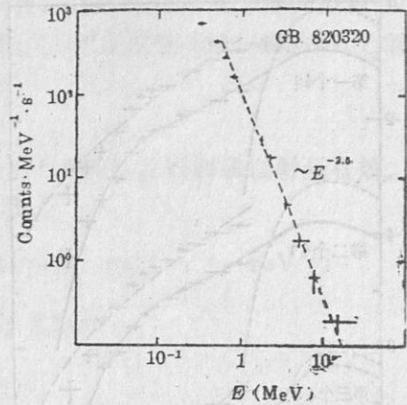
图 7 表示 GB 820320 在 $1-10\text{MeV}$ 能量范围内, SMM 观测结果可以用一幂律指数为 -2.5 的幂律谱来拟合。

$$N(E) \propto E^{-2.5}$$

通常幂指数可以取 -2 — -2.5 之间。

3. 能谱中特征线

γ 暴能谱中, 除了上述的连续谱外, 还存在着明显而普遍的特征线。有低频吸收线、湮

图6 观察到 γ 暴数目($>E$)与能量关系^[12]图7 GB820320在1—10MeV能量范围内可用一幂指数为-2.5幂律谱拟合^[24]

灭发射线和核子线。这些特征线的存在为论证 γ 暴起源于强磁化中子星提供了证据。对这些特征线的研究也将提供 γ 暴产生机制、起源等信息。

(1) 低频吸收线

大约有15—25%的 γ 暴在30—70keV低能区有明显的吸收特征^[13]。图8表示GB 790307在45keV低能区有一明显吸收特征。通常吸收线的宽度在4—30keV之间。一般认为是强磁场中回旋吸收,对于第一Landau能级,回旋吸收能量为

$$E_{\gamma}(\text{keV}) = \frac{eBh}{mc} = 11.6B_{12} \quad (6)$$

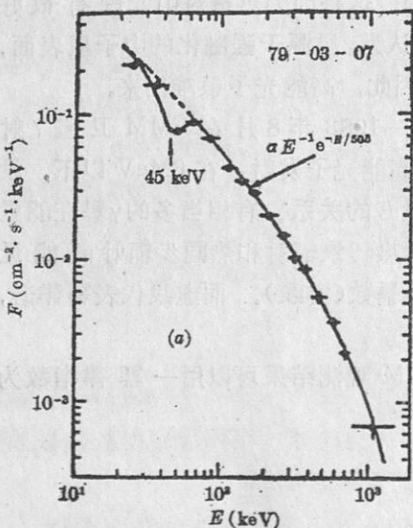
如果 $E_{\gamma} = 45\text{keV}$,则磁场 $B \approx 4 \times 10^{12}\text{G}$ 。这是 γ 暴发生于强磁化中子星表面的一个重要证据。

吸收线的宽度并不很窄,相对的宽度 $\Delta E_{\gamma}/E_{\gamma} \sim 0.3-0.5$ 。这个宽度 ΔE_{γ} 可以是因为粒子沿磁场方向能量不同引起的Doppler加宽

$$\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}} = \left\{ 8(\ln 2) \frac{kT}{mc^2} \cos \theta \right\}^{1/2} \quad (7)$$

θ 为视线方向和 B 之间夹角,取 $\theta = 45^{\circ}$,则 $kT \sim (16-32)\text{keV}$,这个温度比由 TB , TS 对连续谱拟合得出温度(大约一百至几百keV。在热同步谱拟合中取磁场 $B \sim 10^{12}\text{G}$)低很多。这似乎表明,吸收线应产生于较冷区域。连续谱和吸收线很可能是在不同区域产生的。

原来在吸收线的回旋解释中一个主要困难是没有观测到更高Landau能级吸收。1987年Murakami报告了安装在Ginga卫星上的 γ 射线暴探测器观测到了GB 870303在低频段20keV和40keV处有两个吸收特征^[14]。而且在GB 880205上也观测到了类似的两个吸收特征。它们被解释为在 $1.7 \times 10^{12}\text{G}$ 强磁场中

图8 GB790307在45keV处有明显吸收特征^[3]

第一和第二 Landau 能级的回旋吸收^[15]见图 9。因此更加强了低频吸收线是回旋吸收的看法。

吸收线的能量约占 γ 暴总能量的 1—2%。

(2) 发射特征线

约有 10% 的 γ 暴在 380—460keV (也有在 510keV 以上) 处有发射特征线。这些线被认为是由 $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ 然后经过中子星强引力场红移形成的。在最低级近似下, 发射线能量和引力场势之间的关系是

$$E = mc^2 \left(1 - \frac{2}{c^2} \varphi \right)^{1/2} = mc^2 \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R} \right) \quad (8)$$

其中 M 是星体的质量, R 是半径。 G 是万有引力常数。取 M 和 R 为中子星的质量和半径的典型值, 则有 $E \sim 430$ keV。由于 e^+e^- 对动能存在, 所以湮灭线能量可以大于 511keV, 即所观测到的线不仅有强引力场引起的红移, 也有热运动引起的蓝移。

图 10 表示 GB 790305 在 430keV 处的发射线特征。GB 790305 是迄今为止观测到的最强的 γ 射线暴。它的总流量高达 $10^{-3} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2}$ (一般 γ 暴总流量约为 $10^{-5} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2}$), 而且它的一些其他特性也引起了人们广泛的注意, 我们将在 γ 暴的中子星起源部分再讨论它。

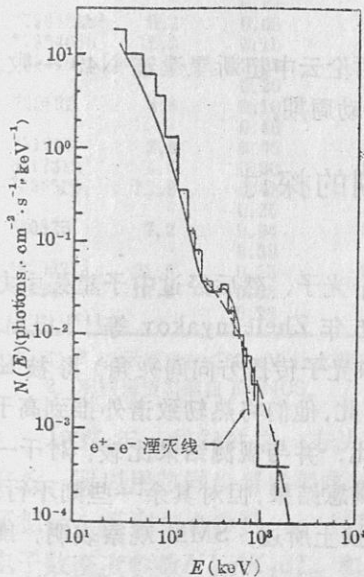


图 10 GB790305 在 430keV 处有一吸收线^[24]

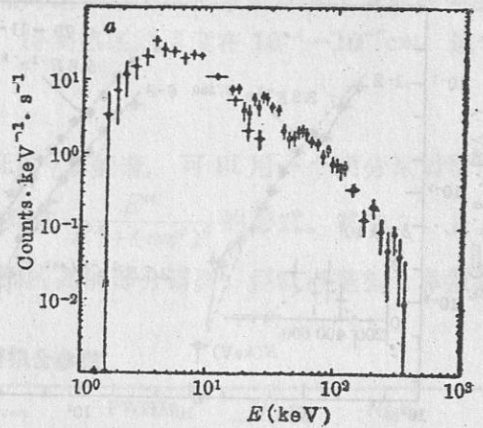


图 9 GB870303 在 20 和 40keV 处有明显的吸收特征^[14]

(3) 核子线

在 GB781119 能谱中, 除了在 420keV 处有发射线外, 在 740keV 处还发现一个宽度 40keV 的峰^[16]。如果认为 420keV 发射线是经过红移形成的 e^+e^- 湮灭线。那末红移量 $Z=0.15$ 。假设 740keV 是经过同样红移的发射线, 那末原来的线能量应是 850keV, 这和 Fe 的第一核子退激发线一致。在 GB 740610 能谱中, 也发现了一系列发射线。位置在 413keV, 1.79MeV (硅或镁的退激发线), 2.2MeV (氦形成的线) 等。

4. 能谱随时间的变化

连续谱和特征线都会随时间变化, 这已为很多观测资料证实。图 11 表示了 GB 791101 能谱随时间变化。图中画出了第一至第二个 4 秒内 (即前 8 秒内), 第四个 4 秒内和第六至第八个 4 秒内的能谱。在前 8 秒内有发射和吸收特征线, 但以后完全消失; 连续谱在前 8 秒被热韧致谱拟合, 得到 $kT=230$ keV, 但在第四个 4 秒时, 同样用热韧致谱拟合, 得到 $kT=800$ keV。而在第六至第八个 4 秒内又降到 440keV。能谱的变化可以在小于 250ms, 甚至小于 30ms 内发生。

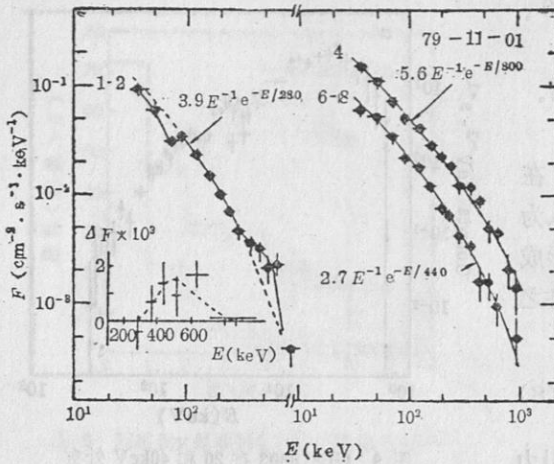


图 11 GB791101 能谱随时间的演化。以 4 秒为平均。
1-2 表示前 8 秒能谱；4 表示第 4 个 4 秒能谱等^[24]

5. γ 暴中子星起源

由 γ 暴能谱研究可以得出 γ 暴起源于强磁化中子星的结论。下面我们结合 GB790305 进行讨论：

(1) γ 暴上升时标可以短到 ms 量级。例如 GB790305，上升时间只有 0.25ms，按 $R \lesssim TC = 7.5 \times 10^8 \text{cm}$ ，即 75 公里。这表明源的大小大致在几十公里左右。这正好是中子星的大小。

(2) 按上所述，380—460keV 处的发射线认为是 $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ ，然后经过引力红移所致。这个引力势为 $(0.1-0.2)mc^2$ 。正好是中子星表面的引力势 (GB 790305 发射线位于 430keV 处)。

(3) 吸收特征线表明源的磁场 $B \sim 10^{12} \text{G}$ ，这正是中子星表面的磁场。

(4) 如果认为 γ 暴源在银河系内，由观察到的流量，可以大体推得 γ 暴的总能量是 $\sim 10^{38} \text{erg}$ ，中子星完全可以提供这些能量。中子星的引力能 $\sim 10^{53} \text{erg}$ ；转动能 $\sim 10^{49} \text{erg}$ ；磁场能 $\sim 10^{44} \text{erg}$ 。

(5) GB790305 具有 8 秒的周期。这个 γ 暴的方位与大麦哲伦云中超新星遗迹 N49 一致。可以认为 8 秒周期是 N49 中超新星爆发后留下的中子星的转动周期。

三、 γ 暴能谱的拟合及辐射机制的探讨

1. γ 暴发射线的形成

现在普遍认为 γ 暴中 400keV 附近发射线是 e^+e^- 湮灭为两个光子，然后经过中子星强引力场红移形成的。但 e^+e^- 的来源和湮灭过程并不完全清楚。1985 年 Zheleznyakov 等^[17] 提出，由于强磁场的存在，能量大于 $2mc^2/\sin\theta$ 的光子 (θ 是磁场和光子传播方向间夹角) 将被磁场吸收产生 e^+, e^- 。而发射线是由这些 $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ 形成的。为此，他们将热韧致谱外推到高于 $2mc^2/\sin\theta$ 以上能量范围，并计算出线谱与连续谱的强度之比。并与观测结果比较。对于一些 γ 暴，如 GB 790418, GB 790402, GB790622 能得到较满意结果，但对其余一些则不行。特别是无法解释为什么大部分 γ 暴没有发射线这一点。而且按上所述，SMM 观察表明，能谱可延续到 1MeV 以上，甚至到 10MeV。

我们在 1986 年讨论了这一问题^[18]，认为当 γ 暴发生时，在中子星表面温度相当高，那里一部分 e^+ 将与 e^- 湮灭，但大部分 e^+ 将穿过热区，与外面的电子湮灭而形成发射线。我们的计算给出，只要 $l < 4 \times 10^{-2} n_{26}^{-1} \text{(cm)}$ ，大部份 e^+ 将逃逸出来与外面 e^- 形成发射线 (l 是中子星表面热区的厚度， n_{26} 是以 10^{26} 为单位电子密度)，正电子的逃逸率为

$$r_{e^+} = 2\pi n_0^* \int_0^{\infty} \int_0^{\pi/2} \frac{p^3 c^2}{E} e^{-\frac{E}{r}} \sin\theta \cos\theta d\theta dp \quad (7)$$

式中 n_0^* 是归一化因子。对于电子极端相对论和非相对论两种情况, 我们计算了发射线强度 S_L 和连续谱强度 S_c , 并与观测到 $(S_L/S_c)_{ob}$ 比较, 得到热区的厚度在 10^{-4} — 10^{-5} cm。这个结果与 Liang 由磁耀斑模型得出的结果一致。

2. 多种成分谱型的迭加

1986 年 Golenetskir 等^[19]提出, 带有发射特征的 γ 暴能谱, 可以用一个两分量谱型来拟合。其中较软的分量是热韧致谱, 而较硬的分量具有 $\frac{E^\alpha}{E^\beta + (mc^2)^\beta}$ 的形式。其中 α , β , ϵ 是拟合参数。这个模型的优点是有可能解释观测到的高能部分谱型, 但缺点是拟合参数缺乏明确的意义, 不能提供有关源区性质。

表 1 两分量 γ 暴能谱拟合参数

日期	ν_0	$T_{p1}(mc^2)$	Z	S_L/S_c	E_{max}	FWHM	N'_{30}	$N'_{30}K_2$
	(keV)	$T_{p2}(mc^2)$					$K_2d_{kpc}^2$	$N'_{30}V$
780325	4.6	0.07	0.33	0.026	409	210	1.4×10^{-2}	1.3×10^{-2}
		0.35						1.1×10^{-2}
780921	7.2	0.07	0.20	0.034	447	192	1.8×10^{-2}	1.5×10^{-2}
781006	7.9	0.08	0.05	0.021	541	248	1.7×10^{-2}	1.6×10^{-2}
781119 ¹	53.7	0.10	0.10	0.032	490	300	1.4×10^{-2}	3.0×10^{-1}
		0.50						1.8×10^{-1}
790402b ¹	16.9	0.05	0.30	0.025	410	160	6.0×10^{-3}	2.0×10^{-2}
		0.15						3.6×10^{-1}
*790402b ²	11.2	0.07	0.30	0.026	430	260	1.2×10^{-2}	1.3×10^{-2}
		0.18						2.4×10^{-2}
*790402b ³	9.2	0.06	0.30	0.115	410	160	6.0×10^{-3}	3.8×10^{-2}
*790406b	15.3	0.16	0.33	0.216	430	260	2.8×10^{-2}	1.4×10^{-1}
790418	11.2	0.05	0.36	0.360	390	160	4.8×10^{-3}	3.9×10^{-2}
		0.25						2.2×10^{-2}
790502	4.6	0.10	0.28	0.016	430	250	4.5×10^{-3}	3.2×10^{-3}
		0.40						1.6×10^{-3}
791230	3.0	0.05	0.28	0.007	410	140	4.3×10^{-2}	2.1×10^{-3}
811231a	4.6	0.20	0.20	0.001	480	330	6.5×10^{-2}	2.9×10^{-3}
*820525	12.8	0.03	0.52	3.560	300	100	1.6×10^{-2}	2.3×10^{-1}
		0.25						5.2×10^{-1}
820825	7.2	0.04	0.45	0.178	370	140	5.3×10^{-2}	1.5×10^{-2}
		0.30						9.2×10^{-3}
*820827 ²	21.5	0.15	0.22	0.206	460	280	2.0×10^{-2}	1.6×10^{-1}
820908	12.8	0.03	0.45	0.931	370	150	5.8×10^{-2}	6.4×10^{-2}
		0.28						1.1×10^{-4}

注: 1. * 表示能谱在 <80 keV 处有吸收特征。

2. 观察谱资料取自 KONUS。

1987 年, 我们对这一方法进行了改进^[20]。考虑到强磁场下热同步辐射比热韧致辐射更有效, 所以用热同步谱代替热韧致谱。同时用 e^+e^- 湮灭谱代替硬分量。对 16 个 γ 暴能谱进行了拟合, 得到拟合参数 ν_0 ; 红移量 Z ; e^+e^- 对湮灭温度 T_p ; 以及反映同步辐射区和湮灭区电子数密度参数 $N'_{30}/K_2d_{kpc}^2$ 和 $N'_{30}K_2/N'_{30}V$ 。拟合的结果列于表 1 中。图 12 给出了具体的拟合例子。

由上述的拟合, 可以看出以下几点:

(1) 表 1 表示, 有 9 个 γ 暴能谱拟合需要两个温度 T_{p1} 和 T_{p2} 。这是因为单一温度拟合, 不能得出满意的结果。较高温度保证了发射谱宽度, 而较低温度则确定了最大值位置。两种湮灭温度谱的出现很可能是时间不均匀性造成的。即在 ($<4s$) 时间内, e^+e^- 对湮灭区温度很快地从 T_{p1} 变成 T_{p2} 。当 e^+ 从热区逃逸出来时, 外层冷电子数远超过正电子数, 因此

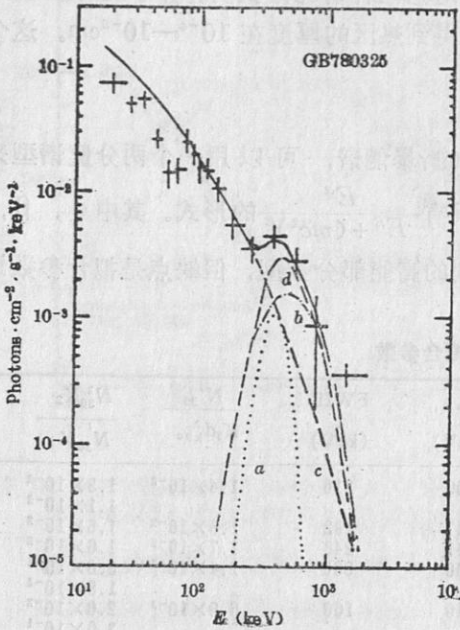


图 12 GB780325 能谱用 a, b, c 三个谱拟合。点线 a 和点虚线 b 分别表示两种温度 T_{p1} 和 T_{p2} 的湮灭谱；虚线 c 是热同步谱；实线代表这三种谱合成谱 (d 是 a 和 b 的合成)^[20]

已经观测到的数百个脉冲星和数百个 γ 暴中没有关联的事实，表明脉冲星和 γ 暴应是中子星的两个不同品种。早在 1985 年，Shklovskii 等^[21]就提出脉冲关闭的老年中子星可能是 γ 暴源，它们的年龄在 $\tau \sim 10^8 - 10^9$ 年，并具有强磁场。实际上，按中子星一般理论认为，中子星的磁场在 $\tau_0 \sim (5-9) \times 10^9$ yr 内会衰变掉。因此，这些老年中子星磁场应很弱或者等于零。近年来，通过对双星和毫秒脉冲星的研究，提出了第二类磁场概念^[22]。这类磁场存在于所有中子星中，而且不会衰减，它的大小在 $10^8 - 10^{10}$ G。对于老年中子星，这类磁场将是主要的。根据以上考虑，我们提出老年低磁场热中子星作为 γ 暴源的可能性。年龄 $\tau \sim 10^8 - 10^9$ yr，温度 $T_N \sim 10^7 - 10^8$ K，磁场 $B \sim 10^9 - 10^{10}$ G^[23]。我们讨论了按这一模型来考虑 γ 暴的整个能谱。

(1) 中能连续谱仍是热同步谱，只是考虑低磁场和高温度情况。按热同步谱拟合，临界频率 ν_c 集中在 $(2-5)$ keV 之间。取特征磁场 $B = 5 \times 10^{10}$ G，由此得到热同步辐射区温度 $T = (2-3)mc^2$ 。

(2) 发射线和高能部份是由高温的热正电子(从热区中逃逸出来)与外层中冷电子湮灭形成的。我们考虑采用不同温度的 e^+ 和 e^- 湮灭，推导出非同温 e^+e^- 湮灭谱的三重积分表示。

(3) 低频吸收线是由热中子星的黑体谱和同步自吸收谱迭合形成的。当中子星温度 $T_N < 10^7$ K 时，使一些谱由于自吸收形成低频反转。而大多数 γ 暴谱在低频处没有吸收特征。这时谱为软 X 的黑体谱。

利用黑体谱、热同步谱和非同温的 e^+e^- 湮灭谱对一些具体 γ 暴能谱进行拟合，得到满意

e^+, e^- 碰撞后，很快湮灭成较低温度谱型。但随时间推移，越来越多正电子从热区逃逸出来，使外层电子温度很快升高，形成较高温度的 e^+e^- 湮灭谱。

(2) Z 的值在 $0.2-0.5$ 范围内，如果以中子星标准模型，取半径 $R = 10$ km，得到中子星的质量 M 约为 $1.04-1.88M_\odot$ ，在合理质量范围中。

(3) 由拟合得出 (S_L/S_C) 在 $1-10^{-2}$ 范围内，利用我们在文献[18]中得到的 (S_L/S_C) 与热同步辐射层厚度 l 的关系，得到 $l \sim 10^{-5}-10^{-3}$ 量级，与文献[18]结果相接近。

(4) 由 $N_{30}^2 K_2 / N_{30}^1 V$ 可粗略估计电子密度为 10^{-26}cm^{-3} 左右。与 Liang 由磁耀斑模型估计的电子密度相吻合。

(5) 拟合表明，在大于 1MeV 部分能谱，即使用两种温度 e^+e^- 谱迭加，仍小于观测结果。高能光子并不在 e^+e^- 湮灭中产生，很可能有其他的产生机制。

3. 老年低磁场热中子星作为 γ 暴源的可能性

的结果。具体的拟合及结果可以参考文献[23]。

尽管如上所述, 1988年在低频端发现了高 Landau 能级吸收, 加强了强磁场 ($\sim 10^{12}G$) 看法。但考虑到 γ 暴产生机制可能并不是唯一的, 也不能排斥低磁场中子星作为 γ 暴的可能性, 这时, 低频吸收特征可能是黑体谱和有自吸收的热同步谱形成的。

四、对能谱研究的一些看法

1. 中能连续谱已经有了较满意的拟合和解释, 发射线(400keV附近)起源于 $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ 较为肯定。较高 Landau 能级吸收线观测加强了低频吸收特征是回旋吸收线起源的看法。高能部分的幂律谱型表明应是非热起源的。但是对整个能谱, 从低能到高能(包括吸收和发射特征线)的完整而统一的解释并没有完成。我们提出的老年、低磁场的热中子星的模型是一种尝试。

2. 在能谱研究中, 特别要考虑的是磁场问题。由低频回旋吸收特征, 要求磁场 $B \gtrsim 10^{12}G$; 而由高能光子($\gtrsim 6MeV$)存在, 表明磁场 $B \leq 10^{11}G$, 这是一个矛盾。可能用以下几种办法解决。

(1) 认为高能光子和低能光子不在同一区域中产生。例如 Liang 磁耀斑模型认为高能光子产生于远离中子星表面几百公里处, 那里 $B \sim 10^8 - 10^{10}G$ 。低频吸收和热同步辐射产生于中子星表面, 那里 $B \sim 10^{12}G$ 。

(2) 如我们上面所说, 不将低频吸收线看成是回旋吸收, 而看成是黑体谱和热同步自吸收谱迭加形成的。这样整个能谱都是在子星表面附近低磁场区域内形成的。

(3) 另外一种可能情况是假定中子星表面磁场并不均匀, 在一般情况下为 $10^{10}G$, 而在某些“斑点”处, 则磁场可能很强达到 $10^{12}G$ 。这样设想的理由是太阳上就有类似的情况。

3. 中能段连续谱有明显的热性质, 但高能谱呈幂律型, 因此, 两者可能有不同起源。我们的上述模型, 有热区产生热同步谱, 热的正电子穿过热区与冷的 e^- 湮灭, 形成谱型在高端有幂律性质。由热同步谱拟合, 只能给出 BT^2 , 而不能定出 B 和 T , 因此, 可以有高温、低磁场和强磁场、较低温度两种情况。对这两种情况都分别有文章讨论。究竟应属于哪一种, 还有待于进一步的理论和观测工作。90年代将发射的安装 γ 暴探测器的卫星会有助于揭开 γ 暴之谜。

参 考 文 献

- [1] Klebesadel, R. W., Strong I. B. and Olson, R. A., *Ap. J.*, 182 (1973), L85.
- [2] Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilyinskii, V. N., Panov, V. N., Aptekar, R. L., Guryan, Yu. A., Proskura, M. P., Sokolov, I. A., Sokolov Z. A. and Kharitonova, T. V., *Astrophys. Space Sci.*, 80 (1981), 3.
- [3] Lerner, R. G., *Gamma-ray Bursts*, in AIP Conf. Proc. No. 141, ed. by E. P. Liang and V. Petrosian, AIP Press, New York, (1984).
- [4] Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilyinskii, V. N., Guryan, Yu. A., Aptekar, R. L., Panov, V. N., Sokolov, I. A., Sokolova Z. Ya. and Kharitonova, T. V., *Astrophys. Space Sci.*, 82 (1982), 261.
- [5] Gilman, D., Metzger, A. E., Parker, R. H., Evans L. and Trombka J. I., *Ap. J.*, 236 (1980), 951.
- [6] Liang, E. P., *Nature*, 299 (1982), 321.
- [7] Liang, E. P., Jernigan T. E. and Rodrigues, R., *Ap. J.*, 271 (1983), 766.

- [8] Fenimore, E. E., Klebesadel, R. W., Laros J. G. and Stockdale, R. E., *Nature*, 297 (1982), 665.
- [9] Cline, T. L., Desai, U. D., Klebesadel R. W. and Strong, I. B., *Ap. J. Lett.*, 185 (1973), L1.
- [10] Cline, T. L. and Desai, U. D., *A. J. Lett.*, 196 (1975), L43.
- [11] Barat, C., Hayles, R. J., Hurley, K., Niel, M., Vedrenne, G., Estulin I. V. and Zenchenko, V. M., *Ap. J.*, 285 (1984), 791.
- [12] Matz, S. M., Forrest, D. J., Vestrand, W.T., Chupp, E. L., Share, G. H. and Rieger, E., *Ap. J.*, 288(1985), L37.
- [13] Liang, E. P., *Comments Astrophys.*, 12 (1987), No. 1, 35.
- [14] Murakami, T. et al., *Nature*, 335 (1988), 234.
- [15] Fenimore, E. F. et al., *Ap. J.*, 335 (1988), L71.
- [16] Teegarden, B. J. and Cline, T. L., *Ap. J. Lett.*, 236 (1980), L67.
- [17] Zheleznyakov, V. V. and Litvinchuk A. A., *Astrophys. Space Sci.*, 109 (1985), 293.
- [18] Shi, T.Y. and T. Lu, *Astrophys. Space Sci.*, 136 (1987), 363.
- [19] Golenetskii, S. V., Mazets, E. P., Aptekar, R. L., Gurgan, Yu. A. and Ilyinskii, V. N., *Astrophys. Space Sci.*, 124 (1986), 243.
- [20] Shi, T. Y. and Guo, Q. S., *Astrophys. Space Sci.*, 167 (1990), 317.
- [21] Shklovskii, I. S. and Mitrofaniv, I. G., *M. N. R. A. S.*, 212 (1985), 545.
- [22] 陆埏, *天文学进展*, 4 (1988), 265.
- [23] Zhan, S. Q. and Shi, T. Y., *Communication in Theoretical Phys.*, 14 (1990) 333.
- [24] Poolla, V. R. M. and Arnold, W. W., *Gamma-ray Astronomy*, Cambridge University Press, (1986).
- [25] Murakami, T., Fujii, M. and Hayashida, K. et al., *Nature*, 335 (1988), 234.

(责任编辑 刘金铭)

Progress of Research on the Energy Spectra of Gamma-ray Burst

Shi Tianyi

(Department of Physics, Beijing Normal University)

Abstract

The observational and theoretical researches on the energy spectra of Gamma-ray bursts, from low energy 30 keV to high energy 10 MeV and feature lines in their energy spectra including absorption and emission features, have been introduced in the paper. Based on these, the radiation mechanisms for Gamma-ray bursts are studied. Some possible models are proposed and using these models, we fit some representative spectra of Gamma-ray bursts. The results are satisfactory.