

γ 射线暴的研究进展 (III) : GRO 的最新观测结果及理论模型

韦大明 陆 焱
(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

介绍了 Compton GRO 卫星对 γ 暴的最新观测结果。观测表明, γ 暴源的空间分布是各向同性但不均匀的。这种分布基本上排除了 γ 暴起源于银盘内中子星的模型, 表明 γ 暴要么位于展延的银晕里, 要么位于宇宙学距离上。我们讨论了目前关于 γ 暴起源的各种理论模型, 包括两个中子星相撞、黑洞吸积等。最后还分析了存在两种不同类型 γ 暴的可能性。

关键词 伽玛射线: 暴 — 伽玛射线: 观测 — 伽玛射线理论

1 引 言

长期以来, γ 暴的起源一直是个令人困惑的问题。由于以前探测器的灵敏度比较低, 不能准确地给出 γ 暴源的空间分布。虽然初步结果已显示各向同性, 但人们还是期望在进一步提高探测器灵敏度和增大探测跨度后能显示出各向异性来。1991年, 美国发射了康普顿 γ 射线天文台卫星 (GRO), 其中的仪器 BATSE(The Burst and Transient Source Experiment) 专门用来观测 γ 暴事件, 该仪器的灵敏度比以前的有较大提高, 现在一年能观测到大约 300 个 γ 暴事件, 作了各种因素修正后, 估计一年应约有 800 个 γ 暴发生。最近, 徐达维和史天一介绍了 GRO 的观测结果^[1]。

GRO 的观测资料并未显示各向异性, 反而进一步表明 γ 暴源的空间分布是各向同性但不均匀^[2], 这支持了 γ 暴起源于宇宙学距离的假说^[3]。因为根据现代宇宙学理论, 宇宙在大尺度上是均匀和各向同性的, 观测到的不均匀性是由宇宙学红移引起的。但如果 γ 暴真发生在宇宙学距离上, 则要求其能量约为 10^{51} erg, 而 γ 暴的爆发时间一般都比较短, 只有几秒, 甚至在毫秒量级。要在这么短的时间内释放出如此巨大的能量, 需要一个特别高效的产能机制。为此, 人们已提出了各种模型来解释 γ 暴的能源机制。我们将在第三部分详细讨论这些模型。

在第四部分,我们将讨论有关 γ 暴的分类问题。由于 γ 暴的整体性质非常复杂,很难用一种单一的模型来解释全部观测现象,因此人们开始寻找有没有可能存在两种不同的 γ 暴。通过对观测资料的统计分析,发现确实有可能存在两种不同类型的 γ 暴^[4-6]。下面我们先介绍 GRO 的最新观测结果。

2 GRO 的最新观测结果

Meegan 等人 1992 年在 Nature 杂志上发表了 GRO 的第一批观测结果,表明 γ 暴源在空间是各向同性但不均匀的^[2],见图 1 和 2^[40]。

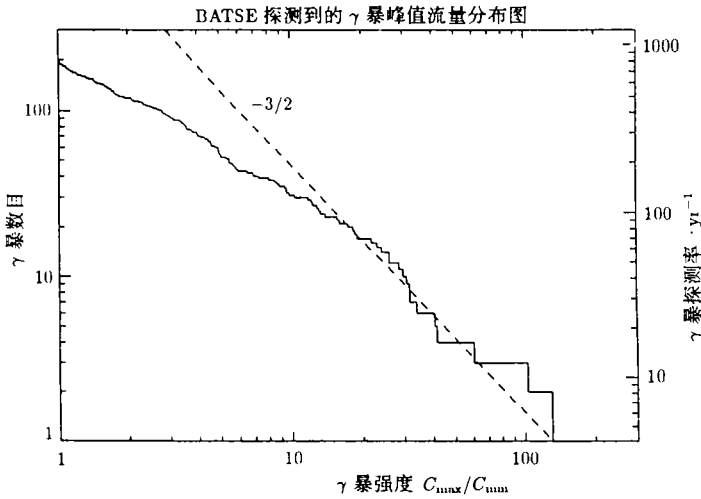


图 1 观测到的 γ 暴数目 $N(\geq C_{\max}/C_{\min})$ 与相应的光子计数率 (C_{\max}/C_{\min}) 的关系。斜率为 $-3/2$ 的直线表示均匀分布的结果^[40]

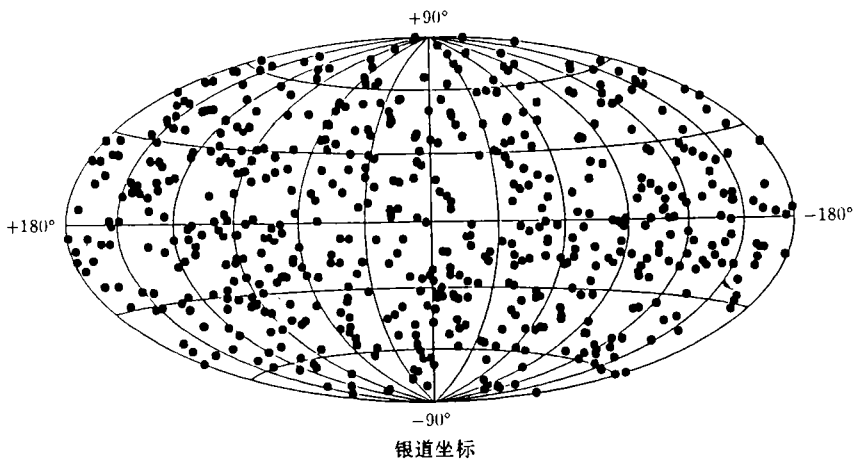


图 2 BATSE 观测到的 591 个 γ 暴源在银道坐标系中的空间分布^[40]

检验 γ 暴源分布是否均匀的一种有效办法是 V/V_{\max} 分布 [7]，其具体定义可参见文献 [15]。如果 γ 暴源的空间分布是均匀的，那么 V/V_{\max} 的值将在 0 到 1 之间均匀分布，其平均值为 0.5。Meegan 他们给出 $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.348 \pm 0.024$ ，比 0.5 小得多，表明 γ 暴源的分布是不均匀的。

Hartman 和 Epstein 曾经指出，可以用偶极距和四极距来定量地表示 γ 暴源的空间分布 [8]。在银道坐标系中，描述偶极距的量是 $\langle \cos \theta \rangle$ ，其中 θ 是 γ 暴源与银心之间的夹角。描述四极距的量是 $\langle \sin^2 b \rangle$ ，其中 b 是银纬。对各向同性分布的源，应有 $\langle \cos \theta \rangle = 0 \pm 0.046$ ， $\langle \sin^2 b \rangle = 0.333 \pm 0.023$ (这里的误差是由于有限数目的 γ 暴源引起的理论误差)，而 Meegan 他们给出最初的 153 个 γ 暴源的观测值为 $\langle \cos \theta \rangle = 0.002 \pm 0.006$ ， $\langle \sin^2 b \rangle = 0.310 \pm 0.006$ ，显然与各向同性分布符合得很好。

因此，GRO 的观测说明了这样一个事实， γ 暴源的空间分布是各向同性但不均匀的，这就给 γ 暴的起源提供了线索。

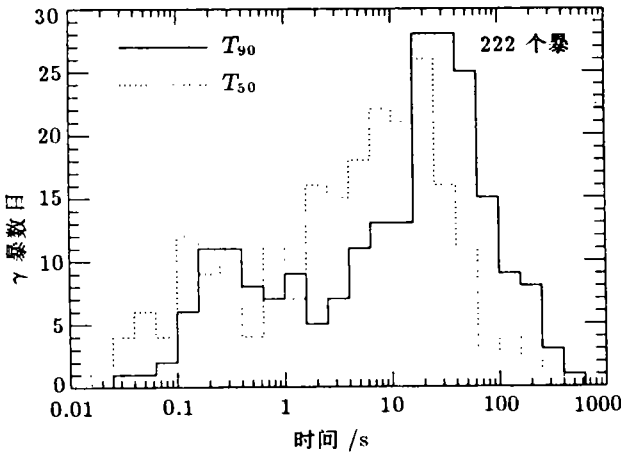


图 3 222 个 γ 暴的持续时间 T_{90} 和 T_{50} 分布图 [9]。比如，有的上升时标很短，只有毫秒量级，有的上升时标却很长，达到几秒钟。有的持续时间很短，而有的持续时间又很长。图 3 给出 222 个 γ 暴持续时间的分布图。其中 T_{90} 表示在这个时间内 γ 暴的光子数从 5% 增加到 95%，即占整个 γ 暴光子数的 90%； T_{50} 表示 γ 暴的光子数从 25% 增加到 75%，即占整个 γ 暴光子数的 50%。从图 3 可以看到，在持续时间约为 2s 的地方，分布有极小值，这暗示可能存在两类 γ 暴，关于这个问题我们将在后面进一步讨论。

不同 γ 暴之间的流量也相差很大，从 260 个 γ 暴中看，相差已超过三个量级。表 1 给出其中 10 个流量最大的 γ 暴和 10 个流量最小的 γ 暴，光子能量在 50—300keV 之间。

这 260 个 γ 暴在空间的分布也是各向同性但不均匀的，其三个统计量的值分别是 $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.34 \pm 0.02$ ， $\langle \sin^2 b - 1/3 \rangle = -0.028 \pm 0.004$ ， $\langle \cos \theta \rangle = 0.019 \pm 0.005$ 。

除了空间分布和时间特性外， γ 暴另一个重要的观测量是它的能谱。研究 γ 暴的能

最近，Fishman 等人 [9] 给出了第一批 260 个 γ 暴源的观测数据。这些 γ 暴源是在 1991 年 4 月 19 日到 1992 年 3 月 5 日观测到的。在他们的文章中，给出每个 γ 暴的爆发时间， γ 暴源的赤经赤纬，银经银纬，最大光子计数率 C_{\max}/C_{\min} ，还给出了 γ 暴的持续时间，峰值流量，整个爆发过程中的流量以及硬度比等，以及每个 γ 暴的光变曲线图。观测表明， γ 暴的时间特性非常复杂，很难用统一的规律来描述。

比如，有的上升时标很短，只有

表 1 10 个流量最大和最小的 γ 暴

γ 暴源	流量 ($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2}$)	γ 暴源	流量 ($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2}$)
910601	5.42E-5	910806	2.15E-8
910503	5.32E-5	911129B	2.47E-8
911118	4.05E-5	910705	3.02E-8
910619	3.12E-5	911113	3.15E-8
920110	2.88E-5	910607	3.35E-8
910425	2.50E-5	920303B	3.64E-8
920210	2.32E-5	911002	2.68E-8
911126	2.27E-5	910929	3.76E-8
910814	2.07E-5	911202B	4.18E-8
910430	1.84E-5	910512	4.24E-8

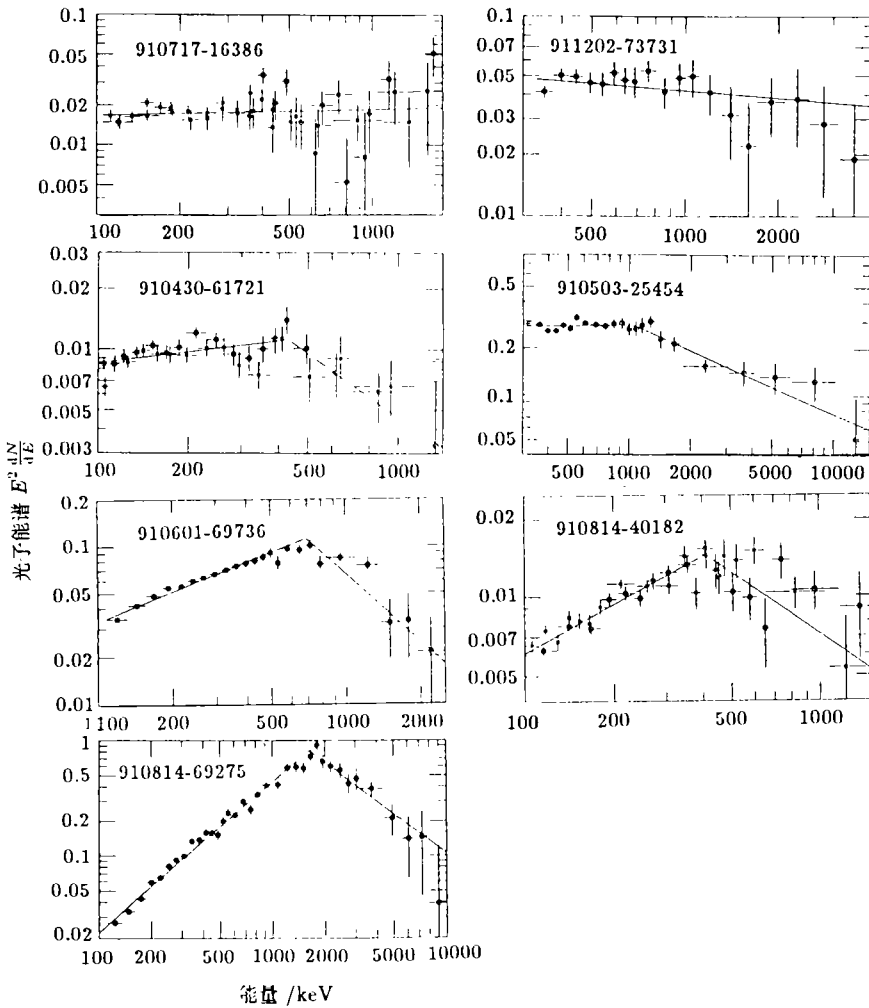


图 4 BATSE 观测到的 7 个 γ 暴的能谱。上面两张图表示能谱没有明显的高能截止，下面五张图表示光子谱有明显的截断现象 [10]

谱对了解 γ 暴的起源等问题非常重要, 这里我们给出一些对能谱分析的初步结果。

Schaefer 等人分析了 18 个 γ 暴的能谱, 能量范围从 100keV 至 27MeV^[10]。他们通过拟合发现, 大多数 γ 暴的能谱都能用幂律谱拟合, 谱指数 α 基本上在 -1.36 和 -2.29 之间。但有 5 个 γ 暴能谱出现偏折现象, 不能用单一幂律谱拟合, 而必须用两段幂律谱拟合。图 4 给出了一些 γ 暴的能谱。其中有 3 个 γ 暴的偏折能量在 400—690keV 之间, 表明这很可能是由于光子-光子相互作用产生正负电子对引起的, 另外两个 γ 暴的偏折能量在 1.2—1.6MeV 间, 很可能是由于光子被磁场吸收所致。如果这些偏折是真实存在的, 那么就为 γ 暴起源于强磁场区域提供了有力证据。

Band 等人比较详细地分析了 54 个 γ 暴的能谱^[11]。他们发现, 在光子能量较低处, 能量可以用一指数截断的幂律谱来拟合, $N(E) \propto E^\alpha \exp(-E/E_0)$, 在较高能量处可用幂律谱拟合 $N(E) \propto E^\beta$, 其中 $\beta < \alpha < 0$ 。值得注意的是, 谱指数 α 、 β 和截断能量 E_0 的分布范围很广, 没有一个普遍值。 α 和 β 之间没有关联, 线性相关系数接近于零, α 的值主要在 0 到 -1.5 之间, β 的值主要落在 -2 和 -2.5 之间。图 5 是截断能量 E_0 的分布图。显然 E_0 的分布范围为 100—1000keV, 但主要集中在 200keV 以下, 只有少部分 $E_0 > 400$ keV。因此, 对绝大多数 γ 暴来说, 这截断能量不是由光子-光子相互作用或光子-磁场相互作用产生的, 除非这些 γ 暴源的红移值分布很广。他们还发现, 持续时间长的 γ 暴能谱较硬, 这与宇宙学模型预言的正好相反。但这不能用来否定宇宙学模型, 因为 γ 暴本身的爆发时间、能谱结构等可能非常复杂, 会平滑掉一些宇宙学特征。

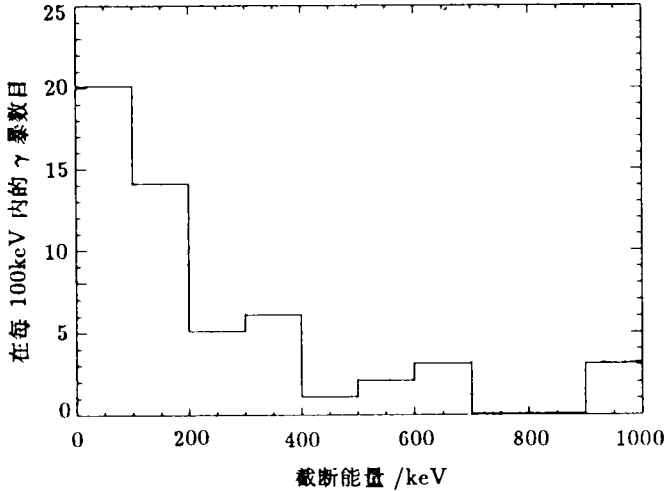


图 5 截断能量 E_0 的分布图^[11]

最近, Schaefer 等人对 30 个强度较大的 γ 暴的能谱作了较系统的分析^[12]。对每个 γ 暴, 他们分别用 5 种不同的函数去拟合。这 5 种函数是:

(1) 幂律谱

$$dN/dE \sim (E/100)^\alpha$$

(2) 韧致辐射谱

$$dN/dE \sim (511/T)^{0.5} E^{-1} \exp(-E/kT)$$

(3) 康普顿谱

$$dN/dE \sim (E/100)^\alpha \exp(-E/kT)$$

(4) 同步辐射谱

$$dN/dE \sim \exp\left[-0.3887(E/E_c)^{1/3}\right]$$

(5) 两段幂律谱

$$dN/dE \sim (E/E_{\text{break}})_{\text{low}}^\alpha \quad E < E_{\text{break}}$$

或

$$dN/dE \sim (E/E_{\text{break}})_{\text{high}}^\alpha \quad E > E_{\text{break}}$$

这里, 光子能量 E , 辐射区温度 T , 同步辐射特征能量 E_c , 截断能量 E_{break} 都是以 keV 为单位。表 2 给出了 30 个 γ 暴的拟合参数。

但应注意, 拟合参数是随所拟合光子能量范围的不同而变化的。图 6 是用幂律谱拟合得到谱指数 α 的分布。其中图 6a 是拟合光子能量 $E > 100\text{keV}$ 的能量范围, 图 6b 是拟合光子能量 $E < 500\text{keV}$ 的能量范围。从图中可见, 对低能量范围拟合得到的谱指数比高能量的谱指数要硬, 这也说明在 γ 暴的能谱中确实存在着拐点。

另外, GRO 没有观测到吸收线, 这似乎与以前的观测结果相矛盾。但由于 BATSE 的下限阈值是 20keV , 正好处于吸收线的位置附近, 因此它没有观测到吸收线也是正常的。

3 γ 暴起源的理论模型

由于对 γ 暴没有观测到任何对

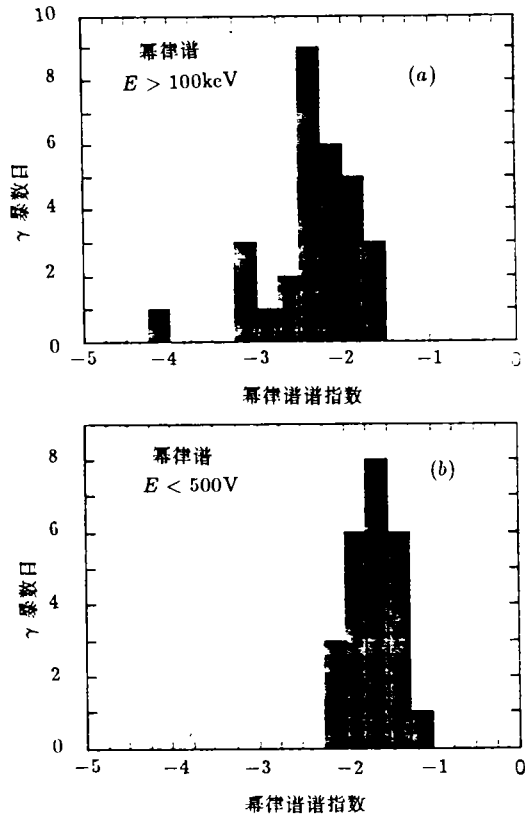


图 6 用幂律谱分布得到的谱指数 α 的分布。(a) 拟合的光子能量范围为 $E > 100\text{keV}$; (b) 拟合的光子能量范围为 $E < 500\text{keV}$ ^[12]

表 2 30 个 γ 暴的能谱拟合参数

γ 暴源	幂律谱		康普顿谱		同步谱	两段幂律谱		
	α	kT	α	kT	E_c	α_{low}	α_{high}	E_{break}
910430	-1.72	290	-0.98	279	0.53	-1.31	-2.72	236
910502	-1.96	194	-0.88	140	0.34	-1.48	-4.18	257
910503	-1.51	771	-0.97	720	1.29	-1.09	-2.11	313
910507	-1.89	171	0.22	89	0.32	-1.38	-7.00	285
910601	-1.93	591	-0.86	468	1.05	-1.40	-3.67	879
910609	-1.74	449	-0.61	276	0.82	-1.38	-7.00	810
910627	-3.00	306	1.00	145	0.39	-2.79	-7.00	2469
910629	-1.80	320	-0.35	164	0.58	-1.56	-7.00	772
910630	-1.68	395	-1.05	433	0.70	-1.38	-7.00	570
910709	-1.58	1088	-1.19	1807	1.82	-0.90	-2.15	345
910717	-4.02	160	1.00	94	0.11	-3.57	-7.00	1082
910730	-1.91	252	-0.46	149	0.45	-1.81	-7.00	1971
910803	-1.79	274	-0.70	191	0.50	-1.35	-3.77	309
910809	-2.17	354	0.00	171	0.57	-1.64	-7.00	745
910814C	-1.59	528	-0.88	427	0.94	-1.19	-2.55	344
910814	-1.53	1895	-0.63	1043	3.42	-1.06	-3.15	1338
910905	-2.48	431	-0.24	278	0.60	-1.86	-7.00	861
910927	-2.36	113	-0.61	85	0.17	-1.54	-3.74	150
910930	-2.04	123	-1.37	202	0.21	-1.98	-7.00	3954
911016	-1.98	186	0.10	82	0.33	-1.09	-3.76	187
911031	-2.35	544	-0.85	480	0.82	-1.86	-7.00	1177
911104	-1.70	327	-1.32	653	0.57	-1.54	-2.80	434
911109	-2.33	119	-0.47	82	0.18	-2.18	-7.00	551
911118	-2.04	206	-1.10	231	0.34	-1.51	-2.81	207
911127	-1.91	187	-1.11	215	0.33	-1.45	-2.50	152
911202	-1.64	405	-1.25	711	0.70	-1.48	-3.08	567
911227	-2.07	160	-1.15	188	0.26	-1.87	-7.00	465
920210	-2.49	445	0.37	216	0.63	-1.65	-4.33	672
920226	-2.79	295	0.74	140	0.36	-1.77	-5.06	537
920227B	-1.73	273	-0.58	170	0.51	-1.33	-6.42	361

应体，人们无法知道它的距离究竟是多少，只能通过 γ 暴的空间分布特征来判断它的距离。

3.1 伸展的银河系晕模型

毛淑德和 Paczynski 计算了统计量 $\langle V/V_{max} \rangle$ ， $\langle \cos \theta \rangle$ 和 $\langle \sin^2 b \rangle$ 在银盘模型和银晕模型中的值^[13]。对银盘模型，他们取了如下两种密度分布：

$$n(z) = n_0 / [1 + (z/z_0)^\alpha] \quad (1a)$$

$$n(z) = n_0 \exp(-z^2/2z_0^2) \quad (1b)$$

对银晕模型，他们取密度分布形式为

$$n(R) = n_0 / [1 + (R/R_c)^\alpha] \quad (2)$$

其中 R 是离银心距离, R_c 是晕核半径。他们采用了一系列 γ 暴源的光度分布函数, 意外地发现计算结果与用标准烛光计算所得的结果差不多, 表明 $\langle V/V_{\max} \rangle$ 、 $\langle \cos \theta \rangle$ 等这些量对光度函数的依赖性不大。他们的计算结果表明, 如果用银盘模型, 计算值 $\langle V/V_{\max} \rangle$ 、 $\langle \cos \theta \rangle$ 和 $\langle \sin^2 b \rangle$ 与观测值相差较大, 表明银盘模型可以排除。对于银晕模型, 为了使计算值与观测值相符, 晕核的半径 R_c 必须大于 20kpc。Shklovskii 和 Mitrofanov 曾指出, 在超新星爆发形成中子星时, 中子星能获得每秒数百公里的运动速度, 因此老年中子星往往能跑到 50kpc 的距离处, 形成一个展延的银晕^[14]。

可见, GRO 的观测结果实际上否定了 γ 暴位于银盘内的模型, 银晕模型虽然能跟观测结果相符, 但要求晕非常大。关于 γ 暴起源于银河系内中子星的各种模型, 我们已在前面的文章中详细讨论过^[15]。

3.2 银盘 + 银晕模型

Smith 和 Lamb 指出, 虽然单一的银盘模型不能解释 γ 暴的起源, 但银盘和银晕的混合模型可以很好地解释 GRO 的观测结果^[16]。他们认为, 一部分 γ 暴源位于银盘中, 另一部分位于银晕中。通过拟合观测结果发现, 位于银盘内的 γ 暴源可占到总数的 70% 左右, 并且这些近距离的 γ 暴源的光度都比较小, 约为 $10^{36} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 而位于银晕中的 γ 暴源光度可达 $4 \times 10^{41} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 。图 7 给出了他们计算 $N(\geq C_{\max}/C_{\min})$ 分布的例子, 其中实线表示观测结果以及与银盘加银晕混合模型的结果, 短虚线表示银晕模型的结果, 长虚线表示银盘模型的结果, 可见银盘加银晕的混合模型与观测值符合得较好。从图 7 中可以看出, 银晕里的 γ 暴的流量比较大。由于 Ginga 卫星观测到的具有吸收线性质的 γ 暴都比较强, 表明光度较大, 因此有吸收线的 γ 暴源应位于银晕里。

3.3 宇宙学模型

3.3.1 宇宙学模型的提出

Paczynski 和 Goodman 早在 1986 年就提出了 γ 暴有可能起源于宇宙学距离上的观点^[3,17]。他们假设, 在某一时刻, 在半径 R_0 的体积内释放了巨大的能量 E 。设 $R_0=10\text{km}$, $E=10^{51}\text{erg}$, 因此该体积内的光子数密度非常大, 是光学厚的。于是这火球 (fireball) 开始膨胀, 直到火球温度下降, 光子数密度越来越稀薄, 最后变成光学薄时辐射就能被观测到了。他们的计算表明, 观测到的辐射是个修正的黑体谱, 其温度约为 $T = (E/4\pi R_0^2 \sigma)^{1/4} \approx 8\text{MeV}$, γ 暴的爆发时标约为 $\Delta t \approx R_0/c = 10^{-4}\text{s}$ 。显然, 这些与

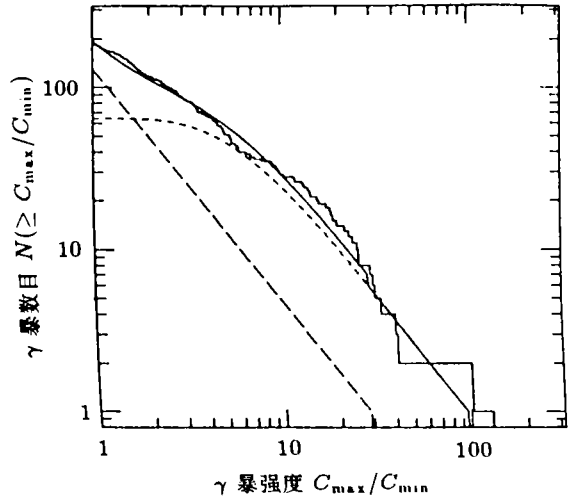


图 7 γ 暴数目与相应光子计数率的关系。其中实线表示观测结果以及由盘模型和晕模型的混合结果, 短虚线表示晕模型结果, 长虚线表示盘模型结果^[16]

观测结果不太符合, 因此这种观点当时没有引起人们的重视。

3.3.2 Compton(GRO) 卫星观测结果的宇宙学模型解释

当 GRO 的观测结果一发表, γ 暴的宇宙学模型立即引起了人们的重视, 因为它很自然地解释了 γ 暴的各向同性但不均匀的空间分布的特点。毛淑德和 Paczynski 计算了处在宇宙学距离上的 γ 暴源的空间分布^[18]。他们采取平坦的宇宙学模型 $\Omega = 1$, 宇宙学常数 $\Lambda = 0$, 并假设所有的 γ 暴源光度都是一样的, 具有相同的幂律谱分布, $\nu L_\nu d\nu = c\nu^\alpha d\nu$, 在共动坐标系中单位时间单位体积内的爆发率是个常数。图 8 给出了他们的计算结果。横坐标 z 是观测到的最大红移, 纵坐标 F 是观测到的流量, F_{\min} 是仪器的阈值, 图中的 3 条实线分别表示谱指数 $\alpha = 0.5, 1$ 和 1.5 时红移小于 z_{\max} 的所有 γ 暴的 $(F_{\min}/F)^{3/2}$ 的平均值随 z_{\max} 的变化曲线。虚线表示 GRO 的观测值 $\langle (F_{\min}/F)^{3/2} \rangle = 0.348$ 。从图中可见, 为了使计算结果与观测值相符, 对应于 $\alpha = 0.5, 1, 1.5$, 其最大的红移值分别是 $z_{\max} = 1.10, 1.53$ 和 2.57 。另外, 如果 γ 暴的辐射是各向同性的, 则 γ 暴的光度约为 $2 \times 10^{51} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 每个星系每年的爆发率约为 2×10^{-6} , 因此整个宇宙中每年约有 3000 个 γ 暴发事件, 足以解释观测到的爆发频数。Piran 也计算了宇宙学起源的 γ 暴源的空间分布^[19], 尽管假设条件有些不同, 他假设 γ 暴发频数对时间有个依赖关系, 但计算结果与上面差不多, 表明宇宙学起源能很好地解释 γ 暴的空间分布特征。

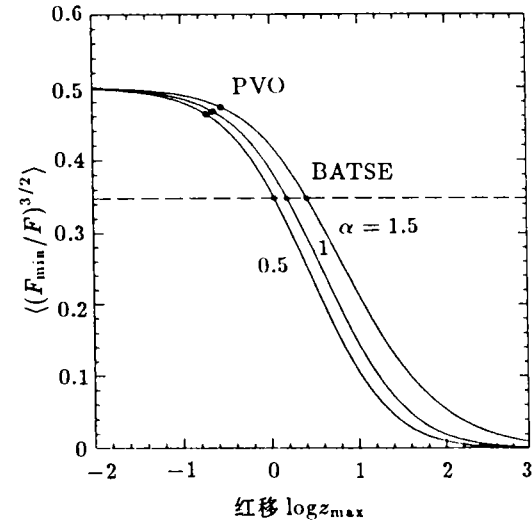


图 8 $\langle (F_{\min}/F)^{3/2} \rangle$ 同观测的最大红移 z_{\max} 之间的关系。三条实线分别表示谱指数 $\alpha = 0.5, 1$ 和 1.5 时的情形^[18]

Paczynski 曾讨论了宇宙学起源的 γ 暴能谱的一些特征^[20]。他假设 γ 暴能谱具有如下形式:

$$\log(\nu L_\nu) = c + \alpha \log \nu - 0.5\alpha_1 (\log \nu)^2, \alpha > 0, \alpha_1 > 0 \quad (3)$$

其中 L_ν 为光子能谱, c 是常数。Paczynski 计算了在两个不同频率 ν_1, ν_2 处的流量 F_{ν_1}, F_{ν_2} 随红移的变化, 并给出了“颜色—光度”图。图 9 是他计算的一个例子。其中取了 $\log \nu_2/\nu_1 = 0.5$, 并取了 3 组不同的 α, α_1 值, 沿着某一条线红移值从 $z = 0.2$ 变到 $z = 1.7$ 。从图中可以看出很明显的倾向, γ 暴的辐射越弱, 它的能谱越软。即如果 γ 暴离我们越远, 红移值越大, 则我们观测到的流量越小, 相应的谱也越软。当然, 这个结论是建立在公式 (3) 基础上的。另外, 真正的 γ 暴源不可能是标准烛光, 其光度必然有一个分布, 因此流量与硬度的这种关联只能从大量 γ 暴能谱的统计中去寻找。由于相对论效应, 红移为 z 的 γ 暴的爆发时间会延长一个因子 $(1+z)$, 因此越远的 γ 暴,

流量越小, 其爆发时间却应该越长。但由于 γ 暴的爆发时间相差很大, 这个效应可能不会很明显。

3.3.3 引力透镜效应

如果 γ 暴位于宇宙学距离处, 那么应该有引力透镜效应存在^[3]。毛淑德讨论了点质量分布和星系(看作等温气体球)的引力透镜作用, 发现对点质量分布, 不同像之间的延迟时间约为 50s, 对星系而言, 延迟时间约为一个月, 并且由星系的引力作用造成的重复暴事件的频数约为 0.05%—0.4%^[21]。因此, 如果 GRO 卫星的寿命为 10 年, 每年能观测到 500 个 γ 暴事件, 那么 GRO 有可能观测到几个引力透镜像。Nemiroff 等人曾分析了 44 个 γ 暴的时间结构, 试图从中找出引力透镜的迹象, 但没有找到^[22]。

3.3.4 γ 暴的脉冲星模型

关于宇宙学距离上 γ 暴的产生机制, 目前已经提出了许多模型。Melia 和 Fatuzzo 提出 γ 暴是由河外星系中的射电脉冲星产生的^[23]。他们认为, 当脉冲星极冠区壳层受到扰动时, 能够产生剪切 Alfvén 波, 从而能形成一个平行于磁场方向的加速电场。该电场能从中子星表面拔出电子并加速到很高能量。这些电子与射电光子进行逆康普顿散射, 便产生 γ 暴。由于这种辐射机制不是各向同性而是成束的, 因此它所需要的能量比前面估计的要小得多, 只有 10^{41} — 5×10^{43} erg, 并且每个星系每年的爆发频数约为 10^4 , 比各向同性情况要大得多。他们认为, 这种 γ 暴是由脉冲星自转突变 (glitch) 或时间噪声 (timing noise) 造成的。但是在银河系脉冲星中, 我们已观测到许多有自转突变或时间噪声的现象, 却没有观测到伴有 γ 暴, 如何解释这个矛盾是该模型的一个困难。

3.3.5 γ 暴的超强磁场毫秒脉冲星模型

Usov 提出, 如果一个磁白矮星吸积坍缩成中子星, 磁场高达 10^{15} G, 自转角速度 $\Omega = 10^{-4}\text{s}^{-1}$, 这种超强磁场的毫秒脉冲星可以产生 γ 暴^[24]。这中子星的转动能为

$$E_{\text{kin}} = I\Omega^2/2 \approx 5 \times 10^{52}(\text{erg}) \quad (4)$$

其中转动惯量取为 $I = 10^{45}\text{g} \cdot \text{cm}^2$, $\Omega = 10^{-4}\text{s}^{-1}$ 。磁偶极辐射的功率为

$$L_{\text{md}} = 2\mu^2\Omega^4/3c^3 \approx 2.2 \times 10^{51}(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (5)$$

其中 μ 是磁矩。显然, 这能量足以用来产生 γ 暴。由于转动的磁场产生电场, 因此电子受到加速产生辐射, γ 光子在强磁场中被吸收转化为正负电子对, 从而产生级联过程, 形成

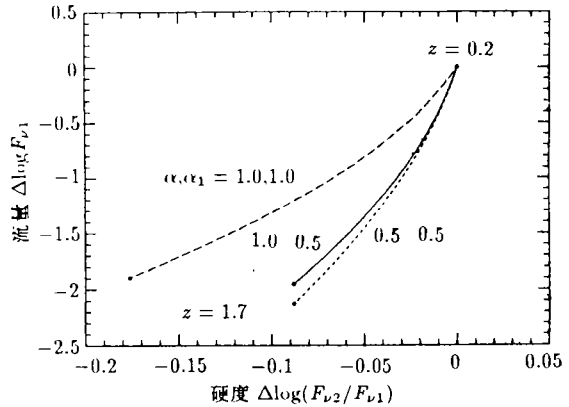


图 9 颜色—光度图。横坐标是在两个不同频率处的流量比, 纵坐标是在某个频率处的流量。其中三条线分别表示三组不同的 α 、 α_1 值^[20]

正负电子等离子体。这等离子体是光学厚的，处于准热动平衡状态。随后这等离子体沿磁力线向外膨胀，当变成光学薄时辐射就能被观测到，观测到的光子能量约在 0.1—1MeV 间。但这样产生的能谱也是修正的黑体谱，与观测不符。另外，这样的中子星还将产生很强的引力辐射。

Dar 等人指出，在白矮星吸积坍缩成中子星的过程中，能产生大量中微子。正反中微子湮灭形成正负电子对，电子同步辐射产生 γ 暴^[25]。他们得出 γ 暴的持续时间可从几秒到几千秒，光度约 10^{48} — $10^{50}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

3.3.6 中子星—中子星和中子星—黑洞相撞模型

如今最流行的模型是两个中子星相撞或中子星与黑洞相撞^[26-27]。当两个中子星相撞时，能释放出约 10^{53}erg 的能量，并伴随有大量的中微子产生，这些中微子湮灭转化成正负电子对，产生 γ 暴。Goodman 等人计算表明，约有 1% 的中微子能量转移给了正负电子对^[28]，因此 γ 暴的能量约为 10^{51}erg ，其爆发时标为中微子的冷却时标，约几秒。但两个中子星相撞也会产生很强的引力辐射。

3.3.7 宇宙学模型的困难及其可能的解决途径

我们可以看到，宇宙学模型普遍存在一个问题，即在 γ 暴开始时，在很小的体积中（半径小于 100km）瞬间释放出巨大的能量（约 10^{51}erg ），使源区的能量密度非常大，温度非常高，双光子碰撞的光学厚度非常大，因而这个火球必定处于热平衡中，这样得到的能谱必定是黑体谱或修正的黑体谱^[17,29]，而这显然与观测到的能谱不符。另外，Meszaros 和 Rees 的计算结果表明，在两个中子星相撞过程中，由于释放出大量的中微子和光子，辐射压很大，必然会吹散中子星表层的一些物质，造成质量损失^[30]。如果在火球中含有这些重子物质，那么在火球的膨胀过程中，光子和正负电子会将大部分能量转变成重子的动能，从而使 γ 辐射的能量很小，不足以被观测到^[31]。

解决这个困难的一个办法是考虑辐射的各向异性。Woosley 和 Mochkovitch 等人考虑了黑洞周围厚吸积盘产生 γ 暴的模型^[32-33]。他们认为，从厚吸积盘上辐射出来的大量中微子能吹走吸积盘上的一些物质，但在黑洞的自转轴方向上，物质密度很小，如果中微子在那里湮灭形成正负电子对火球，那么这火球将沿着黑洞转动轴向外膨胀，形成两个“喷流”。由于其中重子的含量很少，因此绝大部分能量都转变成 γ 辐射。他们计算表明， γ 暴的光度约为 $10^{50}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ ，两个喷流所张的立体角约占整个空间的 10%。Meszaros 和 Rees 考虑了两个中子星相撞的情况^[30,34]。由于正反中微子的湮灭截面正比于 $(1 - \cos\theta)$ ，其中 θ 是两个中微子的夹角，因此，如果两个中子星的质量相等，那么从两个中子星上发出的中微子在其中间平面处的湮灭率将最大，因为在那里 $\theta = \pi$ 。而同时在中间平面处被吹走的物质密度应该最小，因此，在两个中子星的中间平面处可能形成两个“喷流”，其湮灭能量最大，重子密度最小，因而 γ 辐射能量最大。只有当观测者处在两个中子星的中间平面处时，才有可能观测到 γ 暴。

解决这个困难的另一个办法是考虑膨胀的火球与星际介质的相互作用^[35,36]。Rees 等人认为，由于火球中含有一定数量的重子数，因此火球在膨胀过程中中微子的初始能量大多数都变成了重子的动能。当火球膨胀到光学薄时，也会产生 γ 暴，但这个爆发时间极短，只有约 10^{-4}s ，并且辐射的能量很低，远小于火球的初始能量，且能谱近似是

个黑体谱, 因此这时产生的爆发只可能是我们观测到的 γ 暴的前兆 (precursor burst)。当火球与星际介质发生作用时, 将把动能转移给星际介质, 产生激波, 形成非热辐射。激波的能量几乎等于初始的火球能量, 可达 10^{51} erg, 产生辐射的时标约为 10s, 其具体数值将依赖于星际介质的密度等物理参量。比如, 星际介质的密度非常大, 如碰到一星云, 那么火球在变成光学薄之前已与星云发生相互作用, 产生激波和 γ 暴, 随着继续膨胀变成光学薄, 这时已不再是 γ 暴的前兆, 而是形成后 γ 爆发 (afterburst)。

Fencl 等人提出可以根据 γ 光子与星际介质的相互作用来判断 γ 暴的距离 [37]。他们认为, 如果 γ 暴在银河系内, 则 γ 暴周围介质的成分主要有氢、氦、碳、氮、氧等, 与太阳系附近的成分差不多。如果 γ 暴位于宇宙学距离处, 由于 γ 辐射光度太强, 周围介质都被电离, 因此介质中主要成分是氢。 γ 暴光子与这些核子相互作用产生正负电子对, 然后正负电子湮灭产生辐射。他们的计算表明, 对一些强的 γ 暴源, 这些正负电子湮灭产生的辐射能被观测到。根据这湮灭辐射的延迟时间及湮灭线的位置, 可以判断 γ 暴源的距离。

4 γ 暴的分类

由于不少观测资料表明 γ 暴很可能起源于近距离中子星, 如在能谱中存在吸收线和发射线, 上升时标很短, 辐射区尺度很小等 [15], 但近距离中子星的分布与 GRO 的观测结果又不符合 [13], 于是人们猜测可能存在两种不同类型的 γ 暴。

Lingenfelter 和 Higdon 首先从理论上提出了存在两种类型 γ 暴的可能性 [38]。他们假设由于两种不同的机制使两类 γ 暴的光度相差很大, 一类是由中子星吸积物质的热核反应所造成, 产生的光度约为 10^{39} erg, 另一类是由中子星星震所产生, 释放的能量可达 10^{44} erg。因而这两类 γ 暴的光度差可达 10^5 倍。如果形成这两类 γ 暴的中子星的空间分布是一样的, 他们计算得出, 对高光度的一类 γ 暴, $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.20$, $\langle \cos \theta \rangle = 0.19$, $\langle \sin^2 b \rangle = 0.18$ 。对低光度的一类 γ 暴, 有 $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.49$, $\langle \cos \theta \rangle = 0.02$, $\langle \sin^2 b \rangle = 0.31$ 。如果高光度 γ 暴所占的比例是 1/3, 那么综合这两类 γ 暴就得到 $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.39$, $\langle \cos \theta \rangle = 0.08$, $\langle \sin^2 b \rangle = 0.27$, 与 GRO 的观测结果符合得比较好。

Smith 和 Lamb 提出的银盘和银晕的混合模型, 实质上也就是两种类型 γ 暴, 只是他们假设这两类 γ 暴不仅光度不同, 而且分布也不一样。低光度 γ 暴位于银盘中, 高光度 γ 暴位于银晕中, 最后所得结果也与观测符合较好 [16]。

Lamb 等人又从观测资料的分析中找到了存在两类 γ 暴的迹象 [4]。他们定义了两个量, 一个是 γ 暴的量度 B , $B = (C^{1024})_{\max}$, 是探测器在 1024ms 内期望接收到的光子数, 另一个是时间变化率 V , $V = (C^{64})_{\max}/(C^{1024})_{\max}$ 是探测器在 64ms 内期望接收到的光子数与在 1024ms 内期望接收到的光子数之比, 这个量的大小反应了 γ 暴的光度随时间的变化程度。图 10 是他们的统计结果。从图中可以看出, 可能存在两类 γ 暴, 一类是亮度 B 比较小, 但时间变化率 V 的范围较广, $-1.2 < \log V < 0$ 。另一类 γ 暴的亮度 B 比较大, 但时间变化率 V 较小, $\log V < -0.8$, 表明光度随时间的变化比较

缓慢。或者也可以这样说，一类 γ 暴的时间变化率较小， $\log V < -0.8$ ，但亮度 B 的范围较广，另一类 γ 暴的时间变化率 V 较大，但对应的亮度 B 都较小。他们进一步分析表明，确实可能存在两类 γ 暴，一类是不管光度强弱，光度随时间的变化比较缓慢，这类 γ 暴的暴发时间比较长，能谱比较软；另一类 γ 暴的光度较弱，光度随时间的变化比较显著，这类 γ 暴的暴发时间较短，能谱较硬^[39]。

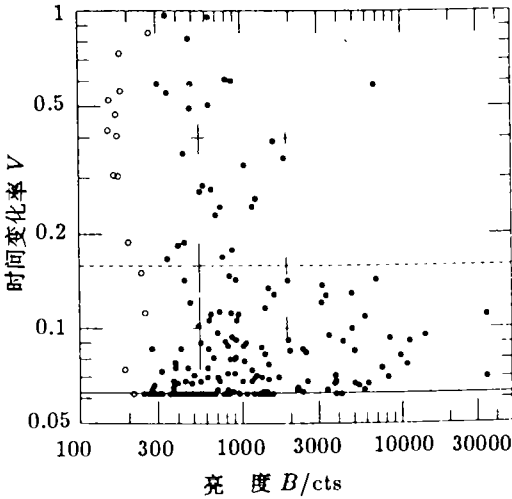


图 10 $B-V$ 分布图。实心圈和空心圈分别表示在 1024ms 和 256ms 内探测到的。实线是 $V = 1/16$ ，虚线是两类 γ 暴的分界线 $\log V = -0.8$ ^[39]

毛淑德等人根据 Kouveliotou 等人的结论，仔细比较了这两类 γ 暴的性质，得到完全相同的结论^[6]。即 $T_{90} > 2s$ 和 $T_{90} < 2s$ 这两类 γ 暴具有相同的空间分布，表明这两类 γ 暴起源于同一种源，即不大可能一类位于银盘中，另一类位于银晕中；或一类位于银河系内，另一类位于宇宙学距离上。它们之间的差别只可能是初始条件不同或对观测者角度不同引起的。他们的计算还表明， $T_{90} < 2s$ 的 γ 暴释放的能量比 $T_{90} > 2s$ 的 γ 暴释放的能量约小 20 倍，而前者的数密度约占后者的 40%。所有这些证据都表明，可能确实存在着两类不同的 γ 暴。

5 结 论

我们介绍了 GRO 卫星的最新观测结果及一些理论模型，可以看到尽管已经有了较丰富的观测资料，但对 γ 暴的产生机制、能源机制和辐射过程等，仍然知道得很少，其中最关键的是仍然不知道 γ 暴的距离，究竟是位于银河系内还是位于宇宙学距离处，而这又影响到 γ 暴的产能机制。

在 GRO 卫星上天之前，人们基本上已接受了 γ 暴起源于银河系内中子星的模型，并已建立了许多理论模型来解释 γ 暴的能源、能谱等问题。但 GRO 的观测结果却

Kouveliotou 等人^[5]从分析 γ 暴的暴发时间也得出存在两类 γ 暴的结论。他们从图 3 中发现，在 $T_{90} \approx 2s$ 的地方分布有个极小，表明有可能存在两类 γ 暴。他们比较了这两类 γ 暴的性质，发现 $T_{90} < 2s$ 的 58 个 γ 暴和 $T_{90} > 2s$ 的 164 个 γ 暴的分布都是各向同性但不均匀的，表明这两类 γ 暴具有相同的空间分布。他们又定义硬度比 HR 为 100—300keV 的光子数与 50—100keV 的光子数之比。从统计中发现，暴发时间较短的 γ 暴的谱较硬，而暴发时间较长的 γ 暴的谱较软。另外他们还发现，这两类 γ 暴的峰值强度 (peak intensities) 差不多，表明这两类 γ 暴的能量相差很大，这支持了 Lingenfelter 和 Higdon 的假说^[38]。

支持宇宙学模型,因而这两年提出了许多宇宙学起源的模型,其中最引人注意的是两个中子星相撞或中子星与黑洞相撞模型,因为这些模型能较好地解释 γ 暴的能源、观测频数等。但所有的宇宙学模型都存在着一些困难,如 10^{51}erg 这样巨大的能量集中在半径小于 100km 的体积内,形成一个能量密度非常大的火球,这火球对光子是光学厚的,出来的应是黑体谱,而这显然与观测相矛盾。另外宇宙学模型都还没有解释 γ 暴的能谱是如何形成的,尤其是吸收线和发射线是怎样产生的。如果是两个中子星相撞,其动力学时标只有 10^{-4}s ,远小于 γ 暴的爆发时间,并且同时还应伴有很强的引力辐射。另外,相撞时产生的能量如何转变成 γ 辐射等问题也没有得到解决。

因此,要揭开 γ 暴之谜,可能还要经历一段比较长的时间。现在, γ 暴研究的处境就与当初发现类星体时的情形一样,对其距离争论不休。我们期望 GRO 卫星以及今后的仪器能够提供更多更详细的观测数据,以便我们能确定 γ 暴究竟是远在天边,还是近在眼前。

参 考 文 献

- [1] 徐达维, 史天一. 天文学进展, 1995, 13: 30
- [2] Meegan C A et al. Nature, 1992, 355: 143
- [3] Paczynski B. Ap. J., 1986, 308: L43
- [4] Lamb D Q, Grazinani C, Smith I A. Ap. J., 1993, 413: L11
- [5] Kouveliotou C et al. Ap. J., 1993, 413, L101
- [6] Mao Shude, Narayan R, Piran T. Ap. J., 1994, 420: 171
- [7] Schmidt M, Higdon J C, Hueter G. Ap. J., 1988, 329: L85
- [8] Harmann D, Epstein R I. Ap. J., 1989, 346: 960
- [9] Fishman G J et al. Ap. J. Supp., 1994, 92: 229
- [10] Schaefer B E et al. Ap. J., 1992, 393: L51
- [11] Band et al. Ap. J., 1993, 413: 281
- [12] Schaefer B E, Teegarden B J et al. Ap. J. Supp., 1994, 92: 285
- [13] Mao Shude, Paczynski B. Ap. J., 1992, 389: L13
- [14] Shklovskii I S, Mitrofanov I G. M.N.R.A.S., 1985, 212: 545
- [15] 韦大明, 陆垓, 天文学进展, 1995, 13: 206
- [16] Smith I A, Lamb D Q. Ap. J., 1993, 410: L23
- [17] Goodman J. Ap. J., 1986, 308: L47
- [18] Mao Shude, Paczynski B. Ap. J., 1992, 388: L45
- [19] Piran T. Ap. J., 1992, 389: L45
- [20] Paczynskii B. Nature, 1992, 355: 521
- [21] Mao Shude. Ap. J., 1992, 389: L41
- [22] Nemiroff R J et al. Ap. J., 1993, 414: 36
- [23] Melia F, Fatuzzo M. Ap. J., 1992, 398: L85
- [24] Usov V V. Nature, 1992, 357: 472
- [25] Dar A et al. Ap. J., 1992, 388: 164
- [26] Eichler D et al. Nature, 1989, 340: 126
- [27] Narayan R, Paczynskii B, Piran T. Ap. J., 1992, 395: L83
- [28] Goodman J, Dar A, Nussinov S. Ap. J., 1987, 314: L7
- [29] Paczynskii B. Ap. J., 1990, 363: 218

- [30] Meszaros P, Rees M J. *Ap. J.*, 1992, 397: 570
- [31] Shemi A, Piran T. *Ap. J.*, 1990, 365: L55
- [32] Woosley S E. *Ap. J.*, 1993, 405: 273
- [33] Mochkovitch R *et al.* *Nature*, 1993, 361: 236
- [34] Meszaros P, Rees M J. *M.N.R.A.S.*, 1992, 257: 29p
- [35] Rees M J, Meszaros P. *M.N.R.A.S.*, 1992, 258: 41p
- [36] Meszaros P, Rees M J. *Ap. J.*, 1993, 405: 278
- [37] Fencl H S, Boyd R N, Hartmann D H. *Ap. J.*, 1993, 407: L21
- [38] Lingefelter R E, Higdon J C. *Nature*, 1992, 356: 132
- [39] Lamb D Q, Graziani C, Smoth I A. *Ap. J.*, 1993, 413, L11
- [40] 毛淑德, 陈 莞. *科学*, 1993, 45(6): 18

(责任编辑 刘金铭)

Progress of the Study of Gamma-ray Bursts(III): The Recent Observational Results of GRO and the Theoretical Models

Wei Daming Lu Tan

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

Abstract

We have introduced the recent observational results obtained by the burst and transient source experiment(BATSE) on the Compton Gamma-ray Observatory. They show that the distribution of the gamma-ray burst sources is isotropic but nonuniform, and indicate that the bursts located at either the extended galactic halo or the cosmological distance. Then, we have discussed the models about the origin of gamma-ray bursts, including the neutron star merging model and black hole accreting model etc.. Finally, we have also discussed the possibility that there may be two different kinds of gamma-ray bursts.

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