

γ 暴 研 究 新 进 展

—— 标 准 模 型 及 后 标 准 效 应

陆 燊

(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

1997 年以来, γ 暴的研究获得了突飞猛进的发展。对这一领域近年来的新进展作了简短的评述, 特别是讨论了标准模型的建立和后标准效应的研究进展。

关键词 γ 射线: γ 射线暴 — 星际介质: 喷流 — 辐射机制: 非热

分类号 P172.3

1 引 言

γ 暴是美国 Klebesadel 等人于 1967 年发现并于 1973 年发表的来自宇宙空间的 γ 射线突然增强的短时标爆发现象^[1]。30 年来它们一直是天体物理中最神秘的现象之一。直到 1997 年, 由于意大利-荷兰卫星 BeppoSAX 的重大发现, 联合世界各国空间和地面的观测设备, 相继发现了 γ 暴的 X 射线、光学以及射电对应体 (称余辉), 使这个领域获得重大突破。 γ 暴研究曾在 1997 和 1999 年两度跻身于世界十大科技成果之列, 轰动了全世界。在这个报告中, 我们将先给出主要的观测事实, 然后讨论标准模型以及超出标准模型的后标准效应。

2 观测事实

γ 暴的主要观测事实有如下 4 个方面^[2-4]:

2.1 时间特性

γ 暴的持续时间 (T) 很短, 通常只有几秒、十几秒、几十秒, 偶尔可以长达几十分钟或短到几毫秒。时变复杂多样, 有的呈单峰结构, 有的呈复杂的多峰结构。似乎大体上可以分为两类, 一类的持续时间短于 2 s, 称为短暴; 一类的持续时间长于 2 s, 称为长

暴。起伏时间 (δT) 极短, 特别是上升时间, 可以短到只有几毫秒甚至亚毫秒。

2.2 能谱特性

γ 暴的光子能量主要在 keV 到 MeV 的量级。但是, 高能端一直可以延伸到 GeV 甚至几十 GeV, 未见有任何截断的迹象, 这里似乎没有发生正负电子对的产生过程。能谱肯定不是黑体谱, 这种非热辐射可以用幂律 $N(E)dE \propto E^{-\alpha}dE$ (或分段幂律) 谱拟合, 谱指数 α 在 1.8 与 2.0 之间。典型的 γ 射线能流在 $(0.1 \sim 10) \times 10^{-13} \text{J/cm}^2$ 之间。

2.3 空间分布

1991 年康普顿 γ 射线天文卫星 (CGRO) 成功升空, 其上的仪器 BATSE 清楚地探测到 γ 暴高度各向同性的空间分布^[5]。同时, 探测结果还显示, 相对于欧氏空间均匀分布的要求, 远的 (弱的) γ 暴源的数目明显偏少。这个观测结果在统计的意义上有力地支持了 γ 暴源是宇宙学距离上的天体的观点。但是, 仅就统计意义上讲, 如果 γ 暴源是银河系很远的暗晕中的天体, 这个观测结果也能得到解释。因此, BATSE 的观测结果曾引起了一场关于 γ 暴源的距离的大辩论。

2.4 余辉

余辉是 γ 暴在 γ 射线以外的其他波段上的对应体, 有 X 射线余辉^[6]、光学余辉^[7]、射电余辉^[8] 等。它们都是变源, 其时变远比 γ 暴本身简单、平滑、规律性强, 典型的是按幂律衰减: $F_\nu \propto t^{-\alpha}$ (ν 表示 X 射线、光学或射电), X 射线波段的指数 $\alpha = 1.1 \sim 1.6$, 光学波段的指数 $\alpha = 1.1 \sim 2.1$ 。X 射线余辉一般可持续若干星期, 光学和射电余辉一般可持续若干个月, 甚至达到年。余辉的发现对于 γ 暴的研究在可观测的时间、可观测的波段以及定位精度等方面扩充了许多个量级, 提供了可做细致工作的机会, 特别是发现了许多 γ 暴的宿主星系, 测出了它们的红移, 确认了它们的宇宙学距离, 对那场大辩论作出了比较可靠的结论。也就是说, γ 暴所释放的能量非常大, 有的甚至与整个太阳静止能量相当。一般地也达 $10^{44} \sim 10^{45} \text{J}$ 。可见, γ 暴是宇宙大爆炸以来最猛烈的爆发事件!

3 标准火球模型

3.1 原始尺度

根据 γ 暴毫秒级的光变时标, 可知其原始空间尺度应为

$$R_i < c\delta T \approx 3 \times 10^2 \text{km}, \quad (1)$$

这是一个很小的尺度。

3.2 原始质量

对于这样小的尺度, 即使是黑洞, 其质量也只有 $M \leq c^3\delta T/2G \approx 10^2 M_\odot$ 。如果不是黑洞, 质量应更小。所以, γ 暴一定是一种恒星级现象, γ 暴源一定是一种致密星, 不是中子星、奇异星, 就是恒星级黑洞。

3.3 火球

通常可以用“光深”(τ)来描写火球的性质,它是火球尺度与光子碰撞自由程之比。这里的碰撞指的是光子-光子转化为正负电子对的过程。一个观测能流为 F ,距离为 D ,光变时标为 δT 的原始火球的光深为:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \sigma_T F D^2}{R_e^2 m_e c^2} \approx 10^{17} f_p \left(\frac{F}{10^{-13} \text{J/cm}^2} \right) \left(\frac{D}{3000 \text{Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\delta T}{1 \text{ms}} \right)^{-2} \quad (2)$$

式中 f_p 表示满足如下条件:

$$\sqrt{E_1 E_2} > m_e c^2 \quad (3)$$

的光子对所占比例,其中 E_1 、 E_2 分别为相撞两光子的能量。可见光深非常大,直接辐射应是黑体辐射,与观测到的 γ 暴的非热谱不符。另外,原始火球表面积小,因而光度小,难以观测到。值得注意的是,由于光深很大,火球内辐射压十分高,使火球加速膨胀,很快达到相对论速度,成为一个极高速膨胀的气壳。这是火球热能转化为球壳宏观运动动能的过程。

3.4 致密性困惑

气壳随着膨胀而降温,光深也随之减小。当光深减小到近于1时,就可有非热辐射发射出来。观测到的 γ 暴就是这时内激波产生的辐射。一般地说,这时气壳已经膨胀到离中心大约 $R_e \approx 10^{13} \text{cm}$ 的地方,有比较大的范围。因此,也许会有如下两个疑问:(a)从这样大的范围产生的辐射,能否给出毫秒甚至亚毫秒的短时标光变?(b)如何解释既有很高能量的光子而又没有观测到明显的正、负电子对的产生?应当注意,(1)式所示的致密性条件是对静止源而言的。现在,辐射源是以接近光速的速度向观测者运动的膨胀气壳,考虑观测到的相隔 δT 的前后两个光子,后一个光子比起前一个光子来是从更靠近观测者的地方发出来的。就是说,表征时标 δT 的前后两个光子不是从同一个地方发射出来的。因此,相隔比较大的距离(如 $R_e \approx 10^{13} \text{cm}$)的两个光子,观测到的时间间隔仍然可以很短。对这样的运动源,(1)式应改为:

$$\delta T \approx R_e / \gamma^2 c \quad (4)$$

相当于毫秒量级,这里分母上多了一个因子 γ^2 , γ 为火球膨胀的 Lorentz 因子,可达几百。这就回答了第一个问题。

膨胀气壳的辐射经高度蓝移而到达观测者,使得辐射区光子的能量可以远小于观测到的光子能量。就是说,观测到的高能光子从气壳静止的系统来看能量并不高,不产生正、负电子对是自然的。这就回答了第二个问题。

3.5 光学薄条件

正由于这个相对论的蓝移作用,再考虑到谱指数 α ,运动源对(2)式中的因子 f_p 应增加一个因子 $\gamma^{2\alpha}$ 。再加上致密性条件中的因子 γ^2 , (2)式将变为

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \sigma_T F D^2}{\gamma^{2\alpha} R_e^2 m_e c^2} \approx \frac{10^{17}}{\gamma^{(4+2\alpha)}} f_p \left(\frac{F}{10^{-13} \text{J/cm}^2} \right) \left(\frac{D}{3000 \text{Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\delta T}{1 \text{ms}} \right)^{-2} \quad (5)$$

因为谱指数 α 约为 2, 所以, 只要气壳膨胀速度足够接近光速, 使 Lorentz 因子 $\gamma > 100$, 就会有 $\tau_{\gamma\gamma} < 1$, 达到光学薄。这时就可以观测到非热辐射。

3.6 激 波

上面讨论了火球热能转化为球壳宏观运动动能的过程。这种宏观运动动能又怎样转化为辐射能量? 这个转化过程主要包括如下两步:

(a) 运动气壳与物质碰撞产生激波。比如, 当气壳与外部星际介质作用就会产生激波, 这种激波称为外激波。如果 γ 暴中心能源在短时间内发生了多次爆发, 各次爆发产生的气壳运动速度可能有大有小, 后面的大速度气壳会追上并碰撞前面的小速度气壳, 也会产生激波, 这种激波称为内激波。

(b) 激波会加速电子而通过同步辐射等过程产生辐射。

这就是气壳宏观运动动能通过激波而转化为辐射能量的过程。

由于 γ 暴经常会有复杂的多峰结构, 只有内激波才能解释 γ 暴, 而外激波正好可以自然地解释简单、平滑变化的余辉。

一个极端相对论膨胀的火球, 通过多层气壳碰撞产生内激波而辐射 γ 暴, 通过与均匀典型星际介质(质子数密度 $\approx 1\text{cm}^{-3}$) 碰撞产生外激波而辐射余辉, 假设辐射是各向同性的, 辐射过程主要是同步辐射。这就是标准模型。这个模型成功地解释了 γ 暴特别是其余辉的主要特征。

3.7 余辉的时变规律

与 γ 暴无规起伏的复杂的多峰结构不同, 余辉是比较平稳的外激波过程产生的, 有比较平滑的规律性。观测表明, 余辉的强度也确实在相当大的时间跨度上有比较好的随时间呈幂律衰减(或分段幂律衰减)的规律。因此, 比起 γ 暴本身来, 余辉的规律性要清晰得多、简单得多。

3.8 余辉辐射谱

在标准模型的框架内, 同一时刻不同波段的谱可以表示为

$$F_{\nu} \propto \nu^{\beta} \quad (6)$$

不同波段的谱指数 β 是不同的^[9,10]。设 ν_{sa} 为自吸收频率, 用 $\tau(\nu_{\text{sa}}) = 1$ 来确定。当 $\nu < \nu_{\text{sa}}$, 按 Wien 定律, 可知 $\beta = 2$ 。当 $\nu_{\text{sa}} < \nu < \min(\nu_{\text{m}}, \nu_{\text{c}})$, 可用同步辐射低能谱表示, 即 $\beta = 1/3$ 。这里, ν_{m} 表示典型能量电子的同步辐射频率, ν_{c} 表示冷却频率, 即在局域流体力学时标内冷却的电子的同步辐射频率。对于 ν_{m} 与 ν_{c} 之间的频率而言, 快冷却 ($\nu_{\text{c}} < \nu_{\text{m}}$) 情形下, $\beta = -1/2$; 慢冷却 ($\nu_{\text{m}} < \nu_{\text{c}}$) 情形下, $\beta = -(p-1)/2$, 式中 p 为电子谱指数, 即 $N(E) \propto E^{-p}$ 。当 $\nu > \max(\nu_{\text{m}}, \nu_{\text{c}})$ 时, $\beta = -p/2$ 。

表 1 余辉辐射谱的不同谱指数

β	波 段	类 型
2	$\nu < \nu_{\text{sa}}$	自吸收
1/3	$\nu_{\text{sa}} < \nu < \min(\nu_{\text{m}}, \nu_{\text{c}})$	
-1/2	$\nu_{\text{c}} < \nu < \nu_{\text{m}}$	快冷却
$-(p-1)/2$	$\nu_{\text{m}} < \nu < \nu_{\text{c}}$	慢冷却
$-p/2$	$\max(\nu_{\text{m}}, \nu_{\text{c}}) < \nu$	

3.9 能 源

气壳动能 (即火球初始能量) E_0 要高达 10^{44} J 甚至更高, 而气壳膨胀速度所对应的 Lorentz 因子 γ 又要大于 100, 这就要求气壳所含的重子质量

$$M_b = E_0 / (c^2 \gamma) < 10^{-5} M_\odot (E_0 / (2 \times 10^{44} \text{J})) \quad (7)$$

很小。一方面要求气壳几乎用了恒星的全部能量, 另一方面又要求它只包含有极少一部分重子, 这对于能源机制是个很大的限制。通常很难达到这个要求, 成为著名的“重子污染”难题^[2]。

已经提出的能源模型多种多样, 大体上有 3 大类: 1) 中子星 - 中子星^[11]、中子星 - 黑洞^[12] 等致密星相撞; 2) 中子星相变为奇异星^[13,14]; 3) 大质量恒星的塌缩^[15,16]。致密星相撞大多含有太多的重子, 难于解决“重子污染”困难。由于奇异星只有其壳层含有重子, 而壳层的质量最多只约有 $10^{-5} M_\odot$, 因而相变模型可以比较自然地解决这个困难。黑洞不含有重子, 大质量恒星塌缩为黑洞也可以避免“重子污染”困难。比如, 可以从黑洞的转动能和盘的引力能中提取能量。一个最快转动的 Kerr 黑洞, 最大限度可以提供黑洞静止能量的 29% 和盘的静止能量的 42%。但是, 如何提取这些能量, 以及如何将这些能量转化为观测到的 γ 暴的非热辐射, 至今还不清楚。

4 后标准效应

上面讨论的标准模型建立在如下几个简化假设的基础上: (1) 火球膨胀是极端相对论的和各向同性的; (2) 原初的能量注入是脉冲式的; (3) 主要的辐射机制是同步辐射; (4) 周围的环境介质是均匀的, 密度为星际介质的典型值, 即 $n = 1 \text{cm}^{-3}$ 。这个模型的物理图像非常清楚, 其所得到的简单的规律性也得到了观测的支持, 这是非常成功的。但是, 随着观测的积累和精确化, 就发现了各种各样的偏离标准模型的现象, 因此, 很有必要来推广标准模型, 研究这些后标准效应。

4.1 火球动力学演化的统一模型

火球演化早期通常是极端相对论的、高度辐射的, 随着膨胀而演化为绝热的、非相对论的。计算表明, 演化到非相对论的时间一般并不长, 只有几天、十几天^[17,18]。计算也表明^[9,19], 暴后几天火球膨胀就会从高度辐射演化到不再以辐射为主, 继而进入绝热阶段。在非相对论阶段, 火球一般不太可能是高度辐射的, 而更应当是绝热的。然而, 余辉的可观测时间往往可以长到几个月, 甚至 0.5、1yr。因此, 一个好的理论不仅应当能描述高度辐射情形, 也应当能描述绝热膨胀情形, 不仅应当能描述极端相对论情形, 也应当能描述非相对论情形。而以往的理论还不能做到这一点, 特别是在绝热膨胀下它不能过渡到正确的非相对论情形 (Sedov 近似)。原因在于以往理论^[2,20] 采用了如下方程:

$$\frac{d\gamma}{dm} = -\frac{\gamma^2 - 1}{M}$$

来描写火球的膨胀运动, 式中 m 为扫过介质的静质量, γ 是膨胀运动的 Lorentz 因子,

M 是共动坐标系中包括内能 U 在内的总质量。黄 - 戴 - 陆证明^[21,22]，正确的方程应当是：

$$\frac{d\gamma}{dm} = -\frac{\gamma^2 - 1}{M_{ej} + \epsilon m + 2(1 - \epsilon)\gamma m}$$

式中 M_{ej} 是 γ 暴抛出的气壳质量， ϵ 是共动坐标系中激波产生的热能被辐射掉的所占比例数。根据此方程建立的 γ 暴遗迹的动力学方程既适用于高度辐射 ($\epsilon = 1$)，又适用于绝热 ($\epsilon = 0$) 情形，既适用于极端相对论 ($\gamma \gg 1$)，又适用于非相对论 ($\gamma \approx 1$) 情形。因此，这个模型可以统一地描写从早期的极端相对论阶段到后期的非相对论阶段的整个过程，无论对于高度辐射或者对于绝热过程都是适用的。

4.2 星风环境

戴 - 陆^[23] 首次研究了非均匀介质对余辉演化的影响。设非均匀介质的粒子数密度 $n \propto r^{-k}$ ，他们用此来研究 GRB 970616 的 X 射线余辉，发现 $k = 2$ 。这表明 GRB 970616 的环境正是星风介质。后来，Chevalier 和 Li^[24,25] 进一步详细研究了这种星风模型。现在，星风模型已经得到了很大发展，它有力地支持了有些 γ 暴起源于大质量恒星塌缩的观点，因而包含有 γ 暴起源的重要信息。

4.3 致密介质环境

另一个环境效应是偏离标准粒子数密度 $n = 1\text{cm}^{-3}$ ， n 甚至可以大到 10^6cm^{-3} 或更高。火球扫过高密度介质会很快减速而进入非相对论阶段，而从相对论转入非相对论会在光学余辉的光变曲线上出现“拐折”（衰减变陡），这是可以观测的^[26]。事实上，Fruchter 等人^[27] 就观测到 GRB 990123 的光学余辉在约两天后出现“拐折”，斜率由 -1.09 变陡到 -1.8 。戴 - 陆^[26] 指出，用致密介质中激波从相对论到非相对论的转变可以解释这种“拐折”。王 - 戴 - 陆^[28] 最近证明，致密介质模型也能解释 GRB 980519 的射电余辉。

4.4 额外能量输入

GRB 970228 和 GRB 970508 的光学余辉的光变曲线显示出“下降 - 上升 - 下降”的起伏变化。这种变化可以用额外能量注入机制来解释^[14,29~31]。在一些模型中， γ 暴发生的同时，会生成一个毫秒脉冲星。在火球膨胀的过程中，这个脉冲星会通过磁偶极辐射向火球持续输送能量。开始时注入的能量还很小，余辉呈现衰减。随着注入能量的增大，余辉会回升。最终随着磁偶极辐射的衰减，余辉再次衰减。这就自然地解释了“下降 - 上升 - 下降”的现象。

戴 - 陆^[32] 结合致密介质环境，分析了 GRB 980519、GRB 990510 和 GRB 980326，结果与观测符合得也很好。另外，GRB 000301c 的余辉在 R 波段的光变曲线中，呈现出三重“拐折”的现象，后期衰减特别陡，斜率达 -3.0 。这种反常现象可以用较复杂的额外能量注入方式并考虑致密介质来解释^[33]。

4.5 逆康普顿散射

在标准模型中，同步辐射被看作主要辐射。但在有些情况下，特别是在大的谱指数和致密的环境情形，逆康普顿散射会显得很重要^[34~36]，它会影响到甚至改变 γ 暴余辉光变曲线的形状。一般地，逆康普顿散射会在相对论情形显得重要，而在非相对论情形则不重要。有趣的是，反向激波电子与同步光子的逆康普顿散射，对于某些 γ 暴和某些介

质环境, 会产生瞬间高能 γ 光子, 有可能解释 EGRET 对 GRB 930131 测量到的那种高能光子 [37]。

4.6 束流辐射

如果 GRB 990123 的辐射是各向同性的, 那么它所辐射的 γ 射线的能量就约高达 $2M_{\odot}$, 这几乎是不可思议的。通常辐射 γ 射线的效率是不高的, γ 射线的能量在总释放能量中所占的比例不会很高。在一个恒星层次的现象中, 居然 γ 射线的能量就约占 $2M_{\odot}$, 实在难以想象。要避免这个能量危机, 一个比较自然的办法是假设 γ 暴的辐射不是各向同性的, 而是成束的。如果是这样, 观测上怎样检验呢? Rhoads^[38,39] 曾提出, 束流的侧向膨胀会在 γ 暴余辉的光变曲线上呈现“拐折”(也可参阅文献 [40~43])。Kulkarni 等人^[44] 就把 GRB 990123 的光变曲线上的“拐折”看成是成束的表现。但是, 这个问题还比较复杂。理论上计算出的“拐折”往往比较缓慢。事实上, 从相对论到非相对论的转变也会产生“拐折”。要确认成束, 尚需更多的研究。不过, 束流余辉往往在非相对论时会有很陡的衰减, 这可能是一个很重要的特征^[45~47]。

5 结 语

γ 暴是宇宙大爆炸以来最猛烈的爆发现象。研究 γ 暴必将带来新的认识。它本身是一个恒星层次的现象, 却明显地带着恒星形成区等更大范围的信息。由于它携带着大红色的远距离信息, 它的研究也会促进宇宙学的发展。

由于它的爆发能量极高, 必然带着极端的物理条件, 它与黑洞物理、粒子物理、核物理、等离子体物理等许多学科密切相关, 对它的研究定会促进边缘学科的发展。

γ 暴的研究是一个有望获得诺贝尔物理奖的项目。它获奖的时机有待于澄清它的基本意义。综观诺贝尔奖的历史, 一个理论项目必须等到实验证实以后才能颁奖; 一个实验发现必须等到理论阐明其重要意义以后才能颁奖。 γ 暴研究的获奖也必须等到理论研究充分揭示其重要意义以后。现在, γ 暴研究的重要性已不用置疑, 问题只在于弄清楚它的本质。看来, 完成这个任务为时已经不会太久。

参 考 文 献

- 1 Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. *Ap. J.*, 1973, 182: L85
- 2 Piran T. *Phys. Rep.*, 1999, 314: 575
- 3 Lu T. In: Cheng K S, Chau H F, Chan K L et al. eds. *Stellar Astrophysics, 1999 Pacific Rim Conference on Stellar Astrophysics*, Dordrecht: Kluwer, 2000, 355-368
- 4 Van Paradijs J et al. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 2000, 38: 379
- 5 Meegan C A et al. *Nature*, 1992, 355: 143
- 6 Costa E et al. *Nature*, 1997, 387: 783
- 7 Van Paradijs J et al. *Nature*, 1997, 386: 686
- 8 Frail D A et al. *Nature*, 1997, 389: 261
- 9 Sari R, Piran T, Narayan R. *Ap. J.*, 1998, 497: L17
- 10 Piran T. *Phys. Rep.*, 2000, 333: 529

- 11 Eichler D, Livio M, Piran T et al. *Nature*, 1989, 340: 126
- 12 Paczynski B. *Acta Astronomica*, 1991, 41: 257
- 13 Cheng K S, Dai Z G. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77: 1210
- 14 Dai Z G, Lu T. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 4301
- 15 Woosley S E. *Ap. J.*, 1993, 405: 273
- 16 Paczynski B. *Ap. J.*, 1998, 494: L45
- 17 Vietri M. *Ap. J.*, 1997, 488: L105
- 18 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *Astron. Astrophys.*, 1998, 336: L69
- 19 Dai Z G, Huang Y F, Lu T. *Ap. J.*, 1999, 520: 634
- 20 Chiang J, Dermer C D. *Ap. J.*, 1999, 512: 699
- 21 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *M.N.R.A.S.*, 1999, 309: 513
- 22 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *Chin. Phys. Lett.*, 1999, 16: 775
- 23 Dai Z G, Lu T. *M.N.R.A.S.*, 1998, 298: 87
- 24 Chevalier R A, Li Z-Y. *Ap. J.*, 1999, 520: L29
- 25 Chevalier R A, Li Z-Y. *Ap. J.*, 2000, 536: 195
- 26 Dai Z G, Lu T. *Ap. J.*, 1999, 519: L155
- 27 Fruchter A et al. *Ap. J.*, 1999, 513: L13
- 28 Wang X Y, Dai Z G, Lu T. *M.N.R.A.S.*, 2000, 317: 170
- 29 Dai Z G, Lu T. *Astron. Astrophys.*, 1998, 333: L87
- 30 Rees M J, Meszaros P. *Ap. J.*, 1998, 496: L1
- 31 Panaitescu A, Meszaros P, Rees M J. *Ap. J.*, 1998, 503: 314
- 32 Dai Z G, Lu T. *Ap. J.*, 2000, 537: 803
- 33 Dai Z G, Lu T. *Astron. Astrophys.*, 2001, 367: 501
- 34 Wei D M, Lu T. *Ap. J.*, 1998, 499: 754
- 35 Wei D M, Lu T. *Ap. J.*, 1998, 505: 252
- 36 Wei D M, Lu T. *Astron. Astrophys.*, 2000, 360: L13
- 37 Wang X Y, Dai Z G, Lu T. *Ap. J. Lett.*, 2001, 546: L33
- 38 Rhoads J. *Ap. J.*, 1997, 487: L1
- 39 Rhoads J. *Ap. J.*, 1999, 525: 737
- 40 Pugliese G, Falcke H, Biermann P L. *Astron. Astrophys.*, 2000, 358: 409
- 41 Sari R et al. *Ap. J.*, 1999, 519: L17
- 42 Wei D M, Lu T. *Ap. J.*, 2000, 541: 203
- 43 Wei D M, Lu T. *M.N.R.A.S.*, 2001, 320: 37-40
- 44 Kulkarni S R et al. *Ap. J.*, 1999, 522: L97
- 45 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *M.N.R.A.S.*, 2000, 316: 943
- 46 Huang Y F, Gou L J, Dai Z G et al. *Ap. J.*, 2000, 543: 90
- 47 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *Astron. Astrophys.*, 2000, 355: L43

Recent Developments in Gamma-ray Bursts ——Standard Model and Post-Standard Effects

Lu Tan

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract

The research in the field of gamma-ray bursts has obtained great breakthrough since 1997. In this talk, I will briefly review these developments, especially, I will discuss the standard fireball shock model and some post-standard effects.

Key words γ -rays: bursts—ISM: jets—radiation mechanisms: non-thermal