

γ 射线暴的研究概况*

陆 琰 戴子高

(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要 γ 射线暴是宇宙中自从大爆炸以来最猛烈的爆发现象,它在几十秒钟的时间内所释放的能量相当于太阳一生(约一百亿年)所释放能量的几百倍!文章简要介绍了 γ 射线暴的新近研究进展,其中包括:简要说明了观测事实,并在此基础上建立标准火球模型,阐述了 γ 射线暴及其余辉的运动和演化规律,讨论了偏离标准模型的种种观测现象以及这些后标准效应所包含的重要天体物理意义.进而讨论了至今仍不清楚的能源机制问题,也指出了这个领域的研究前景.

关键词 伽玛射线暴,高能天体物理,中子星,黑洞

RECENT ACHIEVEMENTS IN THE FIELD OF GAMMA RAY BURSTS

LU Tan DAI Zi-Gao

(Astronomy Department, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract Recent progresses in the field of gamma-ray bursts is briefly introduced. Gamma-ray bursts are the most energetic explosion since the Big Bang of the universe. Within a few tens of seconds, the energy released in gamma-ray bursts could be several hundred times larger than that released from the sun in its whole life (about 10 billion years). We will first briefly discuss the observational facts, based on which we will discuss the standard fireball model, the dynamical behavior and evolution of gamma-ray bursts and their afterglows. Then, various observational phenomena that contradict the standard model are given and the importance of these post-standard effects are pointed out. The questions related to the energy source of gamma-ray bursts are still unanswered, and other important questions also remain to be solved.

Key words Gamma-ray bursts, high energy astrophysics, neutron star, black hole

γ 射线暴(简称 γ 暴)是美国 Los Alamos 实验室 R. W. Klebesadel 等人^[1]1967 年在进行核爆炸监测时无意中发现的来自宇宙空间的 γ 射线短时间内突然增强的现象,这些结果到 1973 年才公开发表。 γ 暴并不是偶然才能观测到的现象.只要有适当的卫星在进行观测,差不多每天都可以观测到一两个.至今已观测到 2000 多个.这个现象经过了 30 多年的研究,依旧扑朔迷离,成为天文学上最神秘的问题之一。^[2-4]

γ 暴研究经历了三个阶段:(1)1967—1991 年间,主要是积累数据和能谱研究;(2)1991—1996 年间,代表性成果是康普顿(Compton)卫星 BATSE 仪器观测到 γ 暴高度各向同性的空间分布;(3)1997 年至今,这个领域获得了重大突破. BeppoSAX 卫星以及随后的光学望远镜、射电望远镜等在一些 γ 暴后相继发现了它们在别的波段上的对应体,称为余辉,为 γ 暴的研究打开了新的窗口,引起了这个领域的飞速发展。 γ 暴研究的成果,在 1997 年和 1999 年

两度被评为全世界十大科技成就之列.1999 年 1 月 23 日发现的一个 γ 暴(GRB 990123),以其特别巨大的爆发能量(相当于太阳的静止能量在 100s 内全部释放出来),使 Nature 和 Science 世界两大超级杂志同时集中刊登 6 篇文章论述这同一件事,引起了巨大轰动.这里将对此领域作一简略的讨论,也将阐述最近我们自己的一些研究结果.

1 γ 暴的主要观测事实

γ 暴的主要观测特征有如下四个方面^[5]:

时间特征:持续时间(记作 T)很短,一般只有几秒、十几秒、几十秒,最长的不过千秒,最短的甚至只有几毫秒.似乎存在以 2s 为分界的两类 γ 暴,短于 2s 的称短暴,长于 2s 的称长暴.波形复杂多样,有的呈单峰结构,有的呈多峰结构.图 1 列出了四个 γ 暴的例子,纵坐标为每秒 γ 光子计数,横坐标为以秒为

* 2001 - 07 - 04 收到

单位的时间.光变时标(记作 δT)很短,特别是上升时标很短,只有毫秒,甚至亚毫秒.不同能段的时间特征还可略有不同,比如低能段的峰值相对于高能段有时会有延^[6].

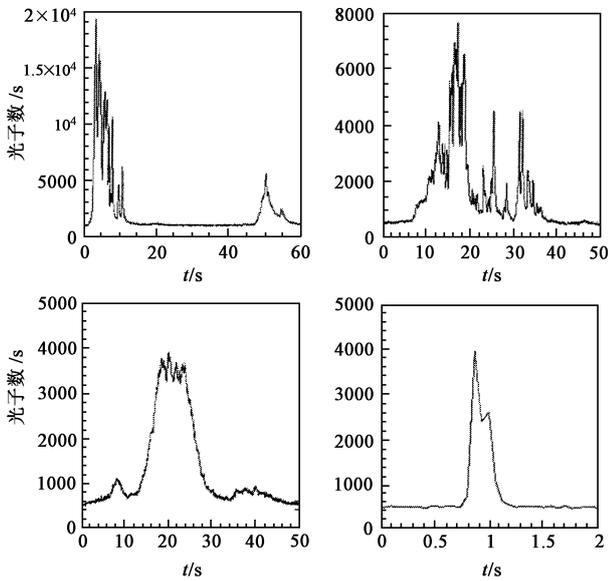


图1 γ 暴时间特征的几个例子^[5]

能量特征:典型能量范围在几十 keV 到几 MeV 之间,高能端未见明显切断,有的可以观测到 GeV、10GeV 量级甚至更高能量的光子.能谱为非热辐射谱,一般为幂律或分段幂律谱,幂指数 α 约在 1.8 与 2.0 间.能流大多在 $(0.1 - 10) \times 10^{-6}$ ergs/cm² 范围.

空间分布:高度各向同性;但远近并不均匀,愈弱的源(即愈远的源)相对于均匀分布而言愈少.图 2 所示为 1869 个 γ 暴的空间分布,显然是高度各向同性的.

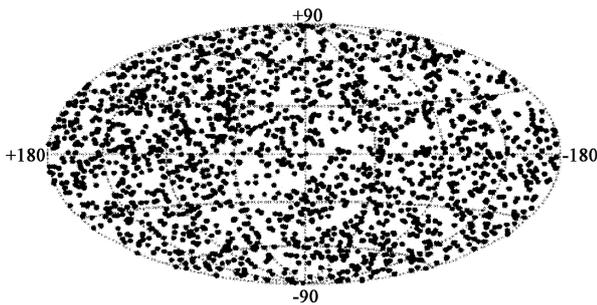


图2 γ 暴各向同性空间分布(按 BATSE 数据)

余辉的发现:由于 BeppoSAX 卫星具有高得多的定位精度,为暴后进行其他波段的观测提供了可能.由于余辉的持续时间比 γ 暴本身长得多,因而便于进行比较细致的研究.发现的余辉有 X 射线^[7]、光学^[8]、射电^[9]余辉.余辉能谱(ν 可表示 X 射线、光

学、射电等)为多波段,遵循分段幂律谱

$$F_{\nu} \propto \nu^{\beta},$$

不同波段有不同的谱指数 β .余辉强度随时间基本呈幂律或分段幂律而衰减:

$$F_{\nu} \propto t^{-\alpha},$$

对于 X 射线波段,一般地, $\alpha = 1.1 - 1.6$; 对于光学波段, $\alpha = 1.1 - 2.1$. X 射线余辉的可持续观测时间为若干天,甚至若干星期;光学和射电可达若干月,有的甚至一年后还能观测到.对一些有余辉的 γ 暴,测定了它们的宿主星系的红移,有的红移可高达 3.4 甚至更高.图 3 所示为 17 个 γ 暴的红移值(横坐标),纵坐标为按对应距离算出的 γ 暴的各向同性辐射能量.

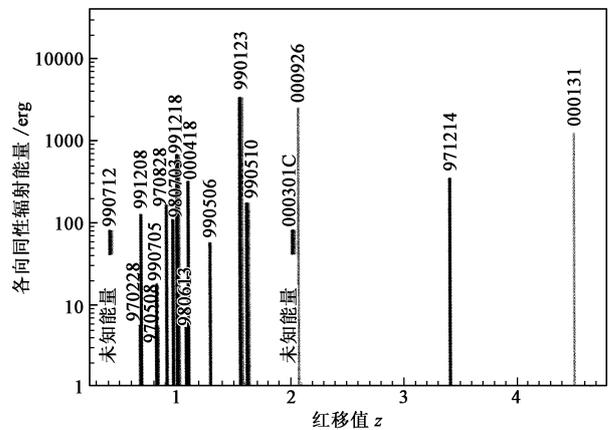


图3 17 个 γ 暴的宿主星系的红移
(见 Meszaros, Science, 2001, 291: 79)

从这些观测结果,人们期待要解决的首要问题是如何确定 γ 暴源离我们的距离.比如,对于观测到的一个亮点,如果距离很近,可能只是一只萤火虫;如果很远,那就可能是十分壮观的新星甚或超新星.因此,距离不同,源的物理性质会完全两样. γ 暴距离的确定经历了 30 年的漫长历程.1991 年美国康普顿天文卫星升空后,由其上的仪器 BATSE 观测到的高度各向同性的空间分布支持了 γ 暴位于宇宙学距离上的观点^[10],通过对观测数据所作的一些分析也有利于这一观点^[11-13].但是,另一方面, BATSE 数据还不能完全排除位于银河系暗晕^[14]甚至太阳系边缘^[15]的可能,因而引发了一场大论战^[16].直到 1997 年 BeppoSAX 卫星首次发现 γ 暴余辉以后,直接测定了一些 γ 暴宿主星系的红移,才定出了(至少那些测定红移的) γ 暴源的宇宙学距离, \sim Gpc (1 pc = 3.26 光年).如果距离按 \sim 3 Gpc 计,辐射各向同性,那么典型情况下, γ 射线辐射总能量约为 10^{52} ergs.考虑到物理

辐射效率约为 10%, γ 射线爆发总能量则为 10^{53} ergs 以上.

2 火球模型

从理论上来看,一方面 γ 暴光变的毫秒甚至亚毫秒的短时标特征表明其最初能源空间尺度(R_0)应 $\leq c\delta T \sim 10^2$ km;另一方面, γ 暴空间分布的高度各向同性以及一些余辉的宿主星系谱线红移的观测结果均支持 γ 暴源为宇宙学天体,因此,它必须涉及到极高能量密集于很小体积内的情形.这应是一个火球.

通常可以用“光深”(τ)这个量来描写火球的性质,它是火球尺度与光子碰撞自由程之比.这里,碰撞指的是过程“ $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ”.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

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \alpha_T F D^2}{R_0^2 m_e c^2} \\ = 10^{14} f_p \left| \frac{F}{10^{-7} \text{ ergs/cm}^2} \right| \left| \frac{D}{3000 \text{ Mpc}} \right|^2 \left| \frac{\delta T}{10 \text{ ms}} \right|^{-2},$$

式中 f_p 表示满足如下条件: $\sqrt{E_1 E_2} > m_e c^2$ 的光子对所占的分数,这里 E_1, E_2 分别为相撞两光子的能量.这个光深非常大,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,正由于光深很大,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(其洛伦兹因子 $\gamma \geq 10^2$).这是火球热能转化为球壳宏观运动动能的过程.由于 γ 暴经常会有复杂的多峰结构,表明中心能源在短时间有多次爆发现象发生,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而产生激波(称内激波),而其气壳总体与外部星际介质作用也会产生激波(称外激波).激波会加速电子而通过同步辐射、逆康普顿散射等过程而产生辐射.这是气壳宏观运动动能通过激波而转化为辐射能量的过程.

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,就有非热辐射发射出来.当火球半径膨胀到 R_0 时,此时火球的光深为

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \alpha_T F D^2}{R_0^2 m_e c^2} \rightarrow \frac{10^{14}}{\gamma^{(4+2\alpha)}} \\ \cdot f_p \left| \frac{F}{10^{-7} \text{ ergs/cm}^2} \right| \left| \frac{D}{3 \text{ Gpc}} \right|^2 \left| \frac{\delta T}{10 \text{ ms}} \right|^{-2},$$

与前面原始静止火球的光深公式相比,有如下两点不同:(1) R_0 与 δT 的关系已与静止时的情形不同,

这里多了一个因子 γ^2 (以及 2 倍),即^[17] $R_0 \approx 2c\gamma^2\delta T$,由于公式中是 R_0 的平方,因此出现一个因子 γ^4 (作为量级估计,量级为 1 的数字因子未计及). (2) 现在,温度下降,能量变小,满足对产生条件的因子 f_p 又会减小 $\gamma^{2\alpha}$ 倍.因而,总的光深将减小 $\gamma^{4+2\alpha}$ 倍.可见,只要洛伦兹因子达到 100,光深就会小于 1,变成光学薄.这时就可以观测到非热谱的 γ 暴辐射.

一般地说,这时气壳已经膨胀到离中心大约 10^{13} cm 的地方,有比较大的范围.也许会提出如下两个问题:(1) 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?(2) 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?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,观测到的时标为 δT 的前后两个光子中,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,因此,相隔比较大的距离(如 $R_0 \sim 10^{13}$ cm) 的两个光子,观测到的时间间隔仍然可以很短($\delta T \sim R_0/\gamma^2 c \sim$ ms).这就是上面式子中因子 γ^2 出现的物理图像,这是运动源和静止源尺度估计的重大差异之所在,从而回答了第一个问题.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.这就说,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.

以后火球虽继续膨胀,因辐射压已经很小,膨胀不再加速.此后,当气壳遇到星际介质阻挡,就会逐渐减速.随着激波(外激波)能量的减小,辐射的光子能量越来越低,波长越来越长,就相继可以观测到 X 射线、光学甚至射电波段的余辉.这时气壳离中心的距离已大约比 10^{16} cm (膨胀时间为天的量级) 还远.由此可见,为解释宇宙学距离上的 γ 暴而提出的火球模型,可以自然地预言余辉的存在.

3 能源机制

气壳膨胀运动的洛伦兹因子 $\gamma \geq 10^2$,这就要求火球的能量(E)与其静质量(M_0)之比 $E/M_0 c^2 \geq 10^2$.体现极端相对论运动的载体主要是重子, M_0 就是重子的质量.如果取 $E \sim 2 \times 10^{51}$ ergs,则 $M_0 \leq 10^{-5} M_\odot$.这个条件对于 γ 暴的能源机制给出了很严的限制.大多基于中子星的模型(比如最流行的中子星-中子星合并模型)往往会给出过多的重子,形成所

谓的“重子污染”,这是 γ 暴课题中最大的难题之一。

此外, γ 暴的能源机制还必须满足如下一些观测上的要求: (1) 辐射能量必须很高. 如果辐射各向同性, 则 $E_0 \geq 10^{51}$ ergs, 有的甚至还高达 $10^{53} - 10^{54}$ ergs. 如果辐射是成束的, 比如集中在 Ω 立体角内, 则总能量可略降, 上面的数值相应地降为 $E_0 \geq 10^{51} (\Omega/4\pi)$ ergs 和 $10^{53} - 10^{54} (\Omega/4\pi)$ ergs; (2) 必须能产生毫秒时标的快速变化, 又能在持续时间内多次暴发(产生多峰结构); (3) 发生 γ 暴的频数应在 $(10^{-6} - 10^{-8}) (4\pi \Omega)$ 量级(每年每星系)。

短时标光变要求 γ 暴源的尺度在 $\sim 10^2$ km 以内, 这样尺度的天体, 即使是黑洞, 其质量也不超过 $10 M_\odot$. 因此, γ 暴一定是恒星层次的现象(而且是致密星). 但是, 中子星的局部过程不可能满足大能量的要求. 目前已经提出的可能模型有: 中子星-中子星或中子星-黑洞合并、巨大质量恒星的坍缩、中子星向奇异星的相变、刚诞生的超强磁场脉冲星等。

如何解决重子污染问题? 已就此提出了一些可能方案, 其中比较自然的有两种. 一种是基于中子星转化为奇异星的相变机制^[18-20]. 这是因为奇异星的主体是夸克物质, 重子只集中于其薄壳层中, 壳层重子质量只有 $\sim (10^{-6} - 10^{-5}) M_\odot$ ^[21, 22]. 能量是中子物质通过退禁闭相变为奇异夸克物质而释放出来的. Kluzniak - Ruderman^[23] 曾用较差自转中子星来描述 γ 暴, 戴子高和陆琰^[19] 提出中子星相变后产生的奇异星也是较差自转的. 由于奇异星仅有很薄的重子壳层, 所以它比较自然地避免重子污染, 同时这个模型也能满足上面所说的其他三个要求, 特别是也能解释持续时间内的多次暴发。

另一种是基于黑洞的过程. 早年, Blandford - Znajek^[24] 在研究活动星系核时曾提出过一种通过坡印亭(Poynting)流从黑洞转动中提取能量的电磁机制. Lee - Wijers - Brown^[25] 最近研究了利用这个机制产生 γ 暴的可能性. 他们发现, 这个机制最大有可能将黑洞静能量的 29% 转化为坡印亭流, 即可以产生能量高达 $1.6 \times 10^{53} (M/M_\odot)$ ergs 的 γ 暴, 这里 M 是黑洞的质量. 不过, 为了能在短于 1000s 的时间内提取出足够多的能量, 需要黑洞周围有高达 10^{11} T 的磁场。

4 余辉物理

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. 观测上, 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、简单得多。

对于火球膨胀和余辉演化, 已有不少研究^[26-28]. 许多研究均证明, 火球模型能够用来很好地描述余辉的主要特征^[29-32]. 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^[26, 33]. 计算也表明, 爆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^[32, 34]. 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, 甚至半年、一年. 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. 而已有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). 原因在于已有理论^[5, 35] 采用了方程

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

来描写火球的膨胀运动, 式中 m 为扫过介质的静质量, γ 是膨胀运动的洛伦兹因子, M 是共动坐标系中包括内能 U 在内的总质量. 黄永锋、戴子高、陆琰^[36-37] 证明, 正确的方程应当是

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

式中 M_γ 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分数的. 根据此方程建的 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(γ 远大于 1), 又适用于非相对论(γ 近于 1) 情形. 因此, 这个模型^[36, 37] 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. 图 4 中点划线表示前人用极端相对论算出的结果, 虚线表示正确的非相对论情形(Sedov 近似), 实线表示统一模型的结果, 能很好地描述从极端相对论到非相对论的整个过程. van Paradjis 等人^[2] 详细介绍了这个统一模型。

5 后标准效应

上面所述的标准模型是在如下一些简化假设的物理

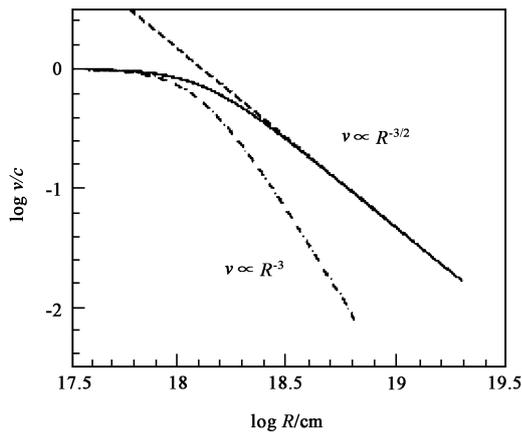


图4 统一模型与极端相对论和非相对论情形的比较
(见黄永锋, astro-ph/0008177)

基础上得到的:火球膨胀是各向同性的;中心能源向火球注入能量的方式是脉冲式的、短暂的;主要辐射机制是同步辐射;周围介质是均匀的,粒子数密度取典型值,即 $n = 1 \text{ cm}^{-3}$. 这个模型能定性解释观测事实.当然,实际的观测结果相当复杂,会有偏离简单模型的一些预言.这种偏离携带着 γ 暴源及其周围环境以及辐射机制的一些重要信息,有助于了解和认识天体物理的这个新领域^[27,30,38,39],我们称之为后标准效应.

在余辉刚发现不久,戴子高和陆琰^[30]就研究了 γ 暴源周围介质非均匀的可能性.他们用 $n = r^{-k}$ 的一般形式来描述其周围介质的粒子数密度.有意思的是,经拟合 GRB970616 的 X 射线余辉,发现 $k = 2$, 这正好是星风环境的情形.后经 Chevalier 和 Li^[40,41] 进行了比较详细的研究, γ 暴的星风模型获得了很大发展.这个模型有力地支持了 γ 暴起源于大质量恒星坍缩的观点.此项环境效应揭示了 γ 暴前身星的重要信息.这种星风环境被认为可能产生于大质量的 Wolf-Rayet 星.

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 10^6 cm^{-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^[42-44].这种致密环境可能产生于大质量恒星的星风与星际介质相互作用的结果,或者是超新星爆发的喷射物,或者是恒星周围的致密分子云.因此,致密介质模型也支持了 γ 暴起源于大质量恒星坍缩的观点.高密介质还可用来解释 GRB980519 的射电余辉^[45].

如果辐射各向同性,GRB990123 的 γ 射线能量

将高达 $3.4 \times 10^{54} \text{ ergs}$,差不多是太阳静止能量的两倍.我们知道,太阳(恒星)辐射来自核能释放,所谓核能只是来自原子核结合能,不足静止能量的百分之一.而作为 γ 暴来源的致密星体的质量应小于 40 (最多 100) 倍太阳质量.这样大的辐射能量是难以理解的.这就是说,GRB990123 几十秒短暂时间内所释放的 γ 射线能量竟相当于太阳一生(100 亿年)所释放的全部能量的 100 倍!因此人们比较普遍地相信它的辐射应该是成束的. Rhoads^[46,47] 曾提出,束的横向扩展会使余辉衰减变陡^[48-50],因此会在光变曲线上出现变陡. Kulkarni 等^[51,52] 也观测到 R 波段余辉的衰减在爆发后约 2.5 天开始明显变陡,并把这个现象看作是辐射成束的证据.韦大明和陆琰^[49] 重新分析了成束激波的动力学演化,发现明显变陡的拐折只能存在于张角很小的喷流情形.所有这些分析仅适用于电子能量分布指数 $p > 2$.最近,戴子高和郑广生^[53] 分析了当 $1 < p < 2$ 时喷流的辐射流量随时间的演化,发现 F_ν 应该正比于 t^{-2} 而不是 t^{-p} .

最近,黄永峰等^[36,54] 作了详细计算,证明光变曲线上的拐折主要来自相对论到非相对论的过渡,并不来自喷流边缘效应和侧向膨胀效应,而且只能出现在电子能量分数很小和磁能很小的情形.然而,喷流的余辉却可以清晰地表现为非相对论阶段的指数 $\alpha \geq 2.1$ 的快速衰减^[55].苟利军等^[56] 用一组改进的动力学方程计算了向星风环境膨胀的窄喷流的演化,并得到了这种情形的余辉.戴子高、黄永锋、陆琰^[57] 研究了尘埃消光对喷流产生的光变曲线的影响,发现晚期的光变曲线变得更陡.另外,戴子高和苟利军^[58] 研究了内部能量不均匀的喷流产生的辐射,并数值拟合了 GRB991208 的余辉.

除同步辐射以外,逆康普顿辐射也会有重要作用.比如,这种辐射对于发射谱和余辉的时间特性会有重要影响^[27,38,59].有趣的是,反向激波中的同步自康普顿过程有可能为 γ 暴中高能 γ 光子的起源提供解释^[60].

我们还进一步考虑了同步自吸收和中心强磁场毫秒脉冲星的磁偶极辐射对火球的能量注入^[44,61].当激波从脉冲星获得的能量超过激波初始能量时,余辉衰减会显著变平.当脉冲星能量注入消失或锐减时,余辉衰减将再度变陡.这些特点可以很好地解释 GRB 980519, GRB 980326, GRB 990510 等的情形.另外, γ 暴还可能伴生中微子余辉^[62,63].

6 结语

尽管 γ 暴和余辉的物理图像已经建立并且理论

研究也取得很大进展,但仍有一些基本问题没有解决.例如, γ 暴的能源是什么?这类问题包括:爆发机制和遗留天体是什么?是脉冲星还是黑洞?释放多少能量? γ 暴有哪些不同的类型? γ 暴的冲击波与环境如何作用?如何用 γ 暴研究宇宙学?等等.由于这些基本问题的存在, γ 暴的研究目前仍处于起步阶段,可谓迷雾重重.

国内外天文学家将如何研究这些问题呢?在 BATSE 和 BeppoSAX 圆满地完成了他们的使命之后,三个专门用来观测 γ 暴的卫星 HETE - 2(2000年10月9日)、Swift(2003年)和 GLAST(2005年)已经或即将发射升空.HETE - 2 和 Swift 可在暴发生之后的 10—100s 内将其位置分别定到 10 和 2.5 角秒(1 角秒 = $1/3600^\circ$),特别是将在 Swift 上安装的紫外和光学探测器可研究极早期余辉;GLAST 主要探测 γ 暴的高能辐射(20—300 MeV),这将有助于研究激波中粒子的加速过程和辐射机制.在 HETE - 2 或 Swift 确定 γ 暴的位置之后,其他空间望远镜,如 Chandra 和 HST 等以及许多地面光学和射电望远镜可及时进行观测.国内,李惕碛领导的 973 项目,马宇菡、张南领导的 921 - 2 项目和正在立项的羊八井高能探测项目将观测 γ 暴从 X 射线到 GeV 波段的辐射;中国科学院国家天文台计划利用河北兴隆的 60cm 和 40cm 以及施密特望远镜来观测 γ 暴的光学余辉.由此可见,未来的 5 年是观测 γ 暴和余辉的辉煌时期.

总而言之, γ 暴是当天体物理中最活跃的领域之一.1997 年取得了重大突破,因而四年来获得了飞速的发展.这期间最大的成就是发现了 γ 暴的余辉,使 γ 暴研究在定位精度(从几度提高到毫秒级)波段扩展(可测能量下限从 keV 拓展到射电)和观测时间段(从几十秒延伸到了年)三个方面提高了百万倍以上.短短的两年时间内,余辉物理的基础已经基本奠定,统一的演化模式已经给出.相比之下, γ 暴(γ 射线辐射)本身的进展还不是很大.但是,至少已有一些 γ 暴,它们的宇宙学距离已经确认.看来, γ 暴的起源和它们的能源机制这些基本问题的解决已经为时不远.

参 考 文 献

[1] Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. *Astrophys. J.*, Lett., 1973, 182 : L85
 [2] van Paradijs J, Kouveliotou C, Wijers R A M J. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 2000, 38 : 379
 [3] 陆琰. *科学杂志*, 1999, 51(3) : 13 [Lu T. *Science*, 1999, 51(3) : 13 (in Chinese)]

[4] Lu T. Invited Talk at 1999 Pacific Rim Conference Stellar Astrophysics. Hong Kong, 1999 (astro-hp/0002178)
 [5] Piran T. *Phys. Rep.*, 1999, 314 : 575
 [6] Cheng L X, Ma Y Q, Zheng K S *et al.* *A&A*, 1995, 300 : 746
 [7] Costa E *et al.* *Nature*, 1997, 387 : 783
 [8] van Paradijs J *et al.* *Nature*, 1997, 386 : 686
 [9] Frail D A *et al.* *Nature*, 1997, 389 : 261
 [10] Paczynski B. *Astrophys. J.*, Lett., 1986, 308 : L51
 [11] Paczynski B. *PASP*, 1995, 107 : 1167
 [12] Che H H, Yang Y, Wu M *et al.* *Astrophys. J.*, Lett., 1997, 477 : L69
 [13] WU M, Song L M, Yu W F *et al.* *ChA&A*, 1997, 21 : 255
 [14] Lamb D Q. *PASP*, 1995, 107 : 1152
 [15] Li T P. *Chin. Phys. Lett.*, 1996, 13 : 637
 [16] 陆琰. *物理*, 1995, 24 : 257 [Lu T. *Wuli (Physics)*, 1995, 24 : 257 (in Chinese)]
 [17] Rees M J. Ph. D. Thesis. University of Cambridge, 1964
 [18] Zheng K S, Dai Z G. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77 : 1210
 [19] Dai Z G, Lu T. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81 : 4301
 [20] Wang X Y, Dai Z G, Lu T *et al.* *A&A*, 2000, 357 : 543
 [21] Lu T. 1997 Pacific Rim Conference on Stellar Astrophysics. In: Chan K L, Cheng K S, Singh H P eds. *A.S.P. Conf. Ser. Vol. 138*. 1998. 215
 [22] Cheng K S, Dai Z G, Lu T. *Int. J. Mod. Phys. D*, 1998, 7 : 139
 [23] Kluzniak W, Ruderman M. *Astrophys. J.*, 1998, 505 : L113
 [24] Blandford R D, Znajek RL. *MNRAS*, 1977, 179 : 433
 [25] Lee H K, Wijers R A M J, Brown G E. *Phys. Rep.*, 2000, 325 : 83
 [26] Sari R. *Astrophys. J.*, 1997, 489 : L37
 [27] Vietri M. *Astrophys. J.*, 1997, 488 : L105
 [28] Wei D M, Lu T. *Astrophys. J.*, 1998, 499 : 754
 [29] Meszaros P, Rees M J. *Astrophys. J.*, 1997, 476 : 232
 [30] Waxman E. *Astrophys. J.*, 1997, 485 : L5
 [31] Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 1998, 298 : 87
 [32] Dai Z G, Huang Y F, Lu T. *Astrophys. J.*, 2000, 520 : 634
 [33] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *A&A*, 1998, 336 : L69
 [34] Sari R, Piran T, Narayan R. *Astrophys. J.*, 1998, 497 : L17
 [35] Chiang J, Dermer C D. *Astrophys. J.*, 1999, 512 : 699
 [36] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2000, 316 : 943
 [37] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *Chin. Phys. Lett.*, 1999, 16 : 775
 [38] Wei D M, Lu T. *Astrophys. J.*, 1998, 505 : 252
 [39] Huang Y F, Dai Z G, Wei D M *et al.* *MNRAS*, 1998, 298 : 459
 [40] Chevalier R A, Li Z Y. *Astrophys. J.*, 1999, 520 : L29
 [41] Chevalier R A, Li Z Y. *Astrophys. J.*, 1999, 536 : 195
 [42] Dai Z G, Lu T. *Astrophys. J.*, 1999, 519 : L155
 [43] Dai Z G, Lu T. *Astrophys. J.*, 2000, 537 : 803
 [44] Dai Z G, Lu T. *A&A*, 2001, 367 : 501
 [45] Wang X Y, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2000, 317 : 170
 [46] Rhpads J. *Astrophys. J.*, 1997, 487 : L1
 [47] Rhoads J. *Astrophys. J.*, 1999, 525 : 737
 [48] Sari R, Piran T, Halpern J P. *Astrophys. J.*, 1999, 519 : L17
 [49] Wei D M, Lu T. *Astrophys. J.*, 2000, 541 : 203
 [50] Wei D M, Lu T. *MNRAS*, 2001, 320 : 37
 [51] Kulkarni S R *et al.* *Nature*, 1999, 398 : 389
 [52] Kulkarni S R *et al.* *Astrophys. J.*, 1999, 522 : L97
 [53] Dai Z G, Zheng K S. *Astrophys. J.*, Lett., 2001, submitted (astro-ph/0105055)
 [54] Huang Y F, Gou L J, Dai Z G *et al.* *Astrophys. J.*, 2000, 543 : 90

- [55] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. A&A, 2000 ,355 :L43
 [56] Gou L J, Dai Z G, Huang Y F *et al.* A&A, 2001 ,368 :464
 [57] Dai Z G, Huang Y F, Lu T. MNRAS, 2001 ,324 :L11
 [58] Dai Z G, Gou L J. Astrophys. J. , 2001 ,552 :72
 [59] Wang X Y, Dai Z G, Lu T. Astrophys. J. , 2001 ,accepted
 [60] Wang X Y, Dai Z G, Lu T. Astrophys. J. , Lett. , 2001 ,546 :L33
 [61] Dai Z G, Lu T. A&A, 1998 ,333 :L87
 [62] Waxman E, Bahcall J N. Astrophys. J. , 2000 ,541 :707
 [63] Dai Z G, Lu T. Astrophys. J. , 2001 ,551 :249



作者简介

戴子高,男,1964年出生,南京大学教授,博士,博士生导师,中国天文学会理事及高能天体物理专业委员会主任,江苏省天文学会理事长,国际天文联合会成员.主要从事中子星、奇异星、脉冲星、 γ 射线暴等方面

的研究.已发表论文 60 多篇,其中 SCI 论文 47 篇(包括 Science 上论文 1 篇和 Phys. Rev. Lett. 上论文 3 篇).1996 年获国家教委科技进步一等奖,1998 年获国家杰出青年科学基金.



陆 琰,男,1932 年出生,南京大学教授,博士生导师.从事中子星、奇异星、脉冲星和 γ 射线暴等方面的研究.中国天文学会理事.中国物理学会《物理学进展》副主编.国际天文联合会成员.在 Science, Phys. Rev. Lett., Astrophys. J., MNRAS, A&A, Chin. Phys. Lett., 天文学报等国内外学术刊物上发表论文 200 余篇.曾任第 5、6、7 届全国人大代表.曾获国家自然科学基金三等奖、国家教委科技进步一等奖、中国天文学会张钰哲奖等.

• 前沿和动态 •

关于导体同绝缘体的相互转变

凝聚态物理学中的一个热门问题是:导体如何变成绝缘体的,而绝缘体又是如何变回去成为导体的?这个问题对理论和实用都是极有意义的.

最近,美国的科学家报道了他们的实验:他们用紫外光闪烁照射稀土元素铈和镧的氢化物,从而使绝缘体铈和镧的氢化物变成了光亮的导体.五年前,丹麦科学家曾通过加压氢,使金属变成绝缘体,这些丹麦科学家为了寻找新的超导体,研究了金属氢化物 YH_2 ,可是没有发现超导性,但是却发现了在高压氢的处理下,光亮的金属 YH_2 薄膜转变成透光的绝缘体 YH_3 .最近丹麦科学家参与了美国科学家的工作,他们把用钽封闭的铈薄膜,放在氢压罐中,冷却到 0.35K,通过给予薄膜样品一定剂量的氢,制成了绝缘性的化合物 YH_3 .当他们用紫外频段的闪光闪烁照射薄膜样品,样品的导电性能立刻上升,从绝缘体变成了金属态.这些结果可能有助于解释凝聚态物理学中的这个棘手问题:金属如何变成绝缘体的,而绝缘体又如何变回成金属的?多年前,英国科学家 Nevill Mott 就致力于这个问题的理论研究,因而这种转变被称为 Mott 转变. Mott 转变困扰了人们多年,一些人把这种转变归之于材料的晶体结构的改变,而这种改变是突发性的.这种突发性,大得简直使人们难以探讨电子的交互作用和它影响导体转变为绝缘体的机理.因而有人说,我们虽然做了不少工作,但是对导体向绝缘体转变的机理,我们的了解很贫乏,甚而混淆不清.

值得注意的是:金属氢化物经历的是平滑的、连续的转变,而不是突发性的转变.这对于研究这种独特的量子相转变是很有利的.人们进行了一系列实验,获得了临界指数数据,临界指数可以描述氢化物的导电性能如何随温度和电子密度而变化.人们发现氢化物的临界指数同任何金属转变为绝缘体时的临界指数不同,氢化物的临界指数异乎寻常地大.这可能标志着氢化物的转变属于一种推论性的范畴,或者是带普遍性的一类.有人说,无论是我们获得一种新的带普遍性的机理,或是我们尚未知晓的正确理论探讨道路,总之这是一个引人入胜的问题.有的科学家认为,由氢化物的数据,去作推论,为时过早.他们还说,量子相的转变,目前还是个很难认识清楚的领域.它是一个新的令人惊奇的系统.有人认为,对临界指数的解释缺乏说服力.对这样一种无序的、强的电子交互作用的转变,目前尚无人知晓,还需要做许多工作.

金属氢化物,除了提出了凝聚态物理需要解决的深奥难题外,它可能也提供了实用的价值.除了设想用它做高科技遮光窗户,有的公司如 Philips 公司已经开始着眼氢化物在计算机显示上的应用.金属的紫外光触发开关性质,意味着可能用光控制光,这对于光计算技术和光纤网络开关等领域是很有实用价值的.

(中国科学院物理研究所 杨天宇
编译自 Science, 2001 年 6 月 15 日出版)