

强磁场和 γ 爆的研究进展

徐跃明 曲钦岳
(南京大学天文系)

提 要

本文首先对甚强磁场($B \sim 10^{12} - 10^{13} \text{G}$)的物理研究现状进行了概要的评述,着重说明它在 γ 爆理论中的重要意义,指出辐射与强磁化等离子体的相互作用性质是目前最迫切的研究课题。在第二部分中,我们概述了宇宙 γ 射线爆的基本特征,以及目前对它的理论认识和尚未解决的理论问题,指出强磁场效应可能对 γ 爆特性具有深刻的影响。最后,我们简单描述了有关 γ 爆研究的最新进展,并由此展望了 γ 爆研究的方向。

一、引 言

强磁场研究本质上属于理论物理的范畴,而 γ 爆则完全是一个奇特的天体物理现象,这两者似乎毫不相干,其实不然,翻开 γ 爆研究的历史, γ 爆的理论研究从一开始就与强磁场结下了不解之缘, γ 爆之谜成为推动强磁场研究的主要动力之一。多少年来在这两方面都进行了大量的研究,显然,把两者联系起来进行更深入的讨论是十分必要的。本文从两者联系密切的方面,对现有的工作进行有重点的评述。

二、强磁场的物理研究

从下面的叙述我们将会看到,在 γ 爆尤其是在其复杂多变的光谱中,强磁场效应有可能起着非常重要的作用。因此,我们首先应对强磁场物理的研究概况有一个较深入的了解。

在天体条件下,磁场强度可以高达 $10^{12} - 10^{13}$ 高斯,这种甚强磁场的量子效应非常独特,对其电磁作用过程的理论研究可以追溯到三十五年之前。当时,Johnson和Lippmann^{[1],[2]}首先用量子力学的方法导出了均匀磁场中电子波函数的精确表达式,为以后的研究工作奠定了基础。但是,以后十多年间,这方面的研究工作却非常零散^[3-5],甚强磁场一直被视作不可能存在。Erber^{[6],[9]}曾对这些早期工作进行了详细评述。直到1967年,脉冲星的发现^[7]才给强磁场的量子论研究带来了生机。人们根据引力坍缩过程中磁通守恒原理推测,开始接受中子星可能具有高达 $10^{12} - 10^{13} \text{G}$ 的表面磁场这一观念。以Schwinger和Canuto为主要代表的一批物理学家和天体物理学家,最早

1984年10月15日收到。

在此领域做出了一系列开创性的工作^{[8],[9]},到了七十年代初,X射线脉冲双星的发现^[10]又激发起更多人对强磁场的兴趣。Her X-1的X射线辐射^[10]在~60 keV 能量处观测到谱线特征,如果这条谱线就是电子在强磁场中的迴旋发射线的话,那么,这将证实中子星上的确存在高达 10^{12} — 10^{13} G的磁场。到了宇宙 γ 射线爆发现^[11]之后,该领域的研究工作又进一步活跃起来。 γ 爆的新观测不断为强磁场研究提供新课题。

天体物理学家对强磁场的兴趣主要在于两个方面,即,单粒子相互作用截面和真空及等离子体集体效应。

1. 强磁场中单粒子间的电磁相互作用

与强磁场中辐射源有关的单粒子作用过程,主要是那些涉及光子和正、负电子的较低阶过程。对这些过程的基本处理方法可分为两类:其一, Schwinger 的质量算符方法^[8],其二,量子电动力学的微扰论方法^{[12],[13]}。它们与早期研究工作不同,都是纯量子论的方法。其中以后者更为直接明了,因为对于一般天体物理问题,重整化方法很少应用,只要讨论最低阶费曼图就足够了。不过,由于电子都处于分裂的朗道能级上,波函数相当复杂,特别是对于含有电子内线过程,采用严格的电子传播子会引入对虚电子的无穷多个朗道能级求和,而对含有光子内线过程又会遇到较多的特殊函数,或者最终结果中还含有一维积分。这就增加了量子电动力学方法的数学困难,最终的分析结果也非常复杂。与此相反,在质量算符方法中,利用光学原理,可以直接从质量算符得到总反应截面,最终结果通常可化为较简单的封闭形式。不过,它的局限性在于不能得到微分截面。下面将按照从低阶过程到高阶过程的顺序对一些重要的电磁作用分别进行讨论,对于复杂的作用截面,不可能在此一一列出,不过,很容易从列出的有关参考文献中查到。

1.1 一阶过程

(1) 电子对产生和湮灭 $\gamma \rightleftharpoons e^+ + e^-$

这里的产生和湮灭特指单光子过程。

这两个过程在真空中是禁戒的,因为此过程在真空中不可能同时保持能量动量守恒。然而,在有磁场存在的情况下,磁场可以带走一部分剩余动量,从而保证过程的发生。

早期的研究工作^[14]只对电子对产生过程感兴趣,这一过程在解释脉冲星辐射的理论中占有十分重要的地位。在某些脉冲星磁层模型中^[15],高能电子就是通过这一过程,由中子星极区附近的曲率辐射光子产生的,这种电子产生机制受中子星表面电场影响很大^[16-18]。

这一电子对产生过程的几率,不久前才用严格的量子论方法计算出来^[19]。结果表明,随着场强和光子能量的增加,产生出来的正、负电子具有不同能量的几率也将增大。此过程只当光子频率 $\hbar\omega \geq 2mc^2$ 时才能发生,故为高能光子的重要吸收过程,其最方便的总吸收系数已由 Tsai 和 Erber^[20]用质量算符方法求得:

$$\lambda \equiv \frac{3}{2} \cdot \frac{eB}{m} \cdot \frac{\omega}{m} \sin\theta \gg 1 \text{ 时,}$$

$$K_{\parallel, \perp}(\omega) = \frac{1}{2} a \sin\theta \omega_{\text{H}} \lambda^{-1/3} [1.04_{\parallel}, 0.69_{\perp}]$$

$\lambda \ll 1$ 时,

$$K_{\parallel, \perp}(\omega) = \frac{1}{2} a \sin\theta \omega_{\text{H}} e^{-4/\lambda} \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{1}{2}\right)_{\parallel}, \left(\frac{1}{4}\right)_{\perp} \right]$$

其中, 下标 \parallel , \perp 表示光子的不同极化状态, 其它量与其习惯意义相同, 采用自然单位制。

正、反物质湮灭是一种常见的过程^[21], 而强磁场中电子对的单光子湮灭过程则比较特殊, 严格的量子电动力学结果^{[22],[23]}表明, 当磁场强度超过临界磁场 $B_{cr} = 4.414 \times 10^{13} \text{ G}$ 时, 其总湮灭率大大超过相应的双光子过程, 因而, 这是体现超强磁场性质的一个十分重要的过程。显而易见, 在超强磁场条件下 ($> 10^{13} \text{ G}$), 电子对等离子体的存在寿命很短, 它将以远大于真空中双光子过程的速率湮灭成能量大于 $2mc^2$ 的光子, 由于超强磁场会自行湮灭成正、负电子对, 我们可以预言, 超强磁场最可能转化为大能量的 γ 光子。这是一个很有趣的结论。

(2) 同步加速(迴旋)辐射和吸收 $e \rightleftharpoons e + \gamma$

同步加速辐射和迴旋辐射本质上没有区别, 都是带电粒子与磁场相互作用时产生的辐射, 只是同步加速辐射由高能粒子产生, 而迴旋辐射则源于非相对论性粒子。

同步加速辐射作为不多的几个连续谱辐射过程之一, 在强磁场中, 也是最早细致地研究过的一个过程。Klein^[14]和 Chiu^[24]等早在六十年代末就给出了这一过程的严格处理。后来, Tsai^{[25],[26]}等人利用质量算符方法得到了总发射截面的简单的封闭形式。对于主量子数 $n \gg 1$ 的相对论性电子间基态 ($h = 0$) 跃迁的极限情形, 总截面有如下简单形式^[27]:

$$\sigma = 2\pi^{3/2} r_0 \frac{(B_{cr}/B)^{1/2}}{\omega} \exp(-B_{cr}/B)$$

值得指出的是, 以上的工作都未讨论辐射阻尼对电子运动的影响。事实上, 尽管辐射阻尼是一个经典概念, 但是, 这一效应不一定比量子效应小, 特别是对极端相对论性电子, $E/mc^2 > \frac{1}{\alpha}$, 即使磁场很强, 辐射阻尼效应也占主导地位。Shen 曾对辐射阻尼效应进行了一系列探讨^[28-30]。另外, 由于不同自旋的电子同步加速辐射寿命相差很大, 同步加速辐射还会导致电子极化^[31]。

迴旋辐射可以说是迄今讨论得最仔细的过程了。它表现为一些分立的发射线, 是用来解释 X 射线脉冲星光谱中的发射线轮廓的最主要过程。White 在其一系列细致的研究工作中^[32-38], 计算了各种场强情况下电子从任意状态跃迁到 11 个最低能态的跃迁几率, 并用这些结果解释了^[39] Her X-1 的发射线。随后, 还就 Herold^[40] 的批评对前述工作做了进一步讨论^[41]。

相应的逆过程(即吸收过程)的讨论完全类似, 这一点可以从它们的费曼图的相似性看出。较详细的讨论参见 Dangherly 等人的工作^[42]。

(3) 曲率辐射

曲率辐射, 按经典的描述, 是相对论性电子沿弯曲磁力线加速运动而发出的辐射。对于带有强磁场的中子星磁层, 这种辐射显然是重要的, 它是解释脉冲星辐射的主要工具之一。然而, 现有的理论研究都是用半经典的方法处理的, 这是由于此过程必须在非均匀磁场中讨论, 大大增加了量子论方法的困难, 因而, 对曲率辐射尚未有严格的量子处理。较新的研究工作参见 Ochelkev 的文章^[43]。如何进一步讨论量子效应对曲率辐射的影响, 这是一个尚未解决的问题。

1.2 二阶过程

二阶过程中都包含电子内线或光子内线, 复杂的传播子形式使得它们比一阶过程难处理得多, 已经得到精确的量子结果的二阶过程有如下三个:

(1) 康普顿散射 $e + \gamma \rightleftharpoons e + \gamma$

康普顿散射是辐射与物质之间最重要的相互作用。

笔者不久前已求得了该过程的普适截面, 并进行了一些数值研究^[44]。我们得到的截面公式在基态电子情形可以化简为 Herold 的结果^[45]。李泽清也曾对这一过程进行过研究^[46], 而较简单的截面公式则是 Lieu 在作了一系列近似简化之后得到的^[47]。Milton 等人还用质量算符方法导出了较实用的总散射率公式^[48], 但这一结果只当光子沿磁场方向入射时才适用。

我们所导出的康普顿散射截面, 适用于任意电子状态, 因而也包括逆康普顿散射效应在内。逆康普顿散射可视作一种高能光子的发射过程。在通常情况下, 曲率辐射、同步加速辐射以及从恒星表面发出的热辐射, 绝大部分是低能光子。但是, 它们与高能电子发生逆康普顿散射时, 可以从电子获取能量, 从而导致高能 γ 光子的辐射^[49]。这一过程可用于解释 γ 爆的连续谱^{[50], [51]}。

(2) 电子对产生和湮灭 $\gamma + \gamma \rightleftharpoons e^+ + e^-$

这里的电子对产生和湮灭过程是指双光子过程。

电子对湮灭的双光子过程, 总湮灭率在弱磁场情形下受磁场影响不大, 而在超强磁场情形下, 对应的单光子过程又占主导地位, 因此, 对这一过程的详细计算出现较晚^[23]。但是, 这种详细计算也是必要的, 因为强磁场的出现大大改变了该过程的微分截面, 所以在讨论等离子体中的粒子一光子平衡问题时, 不可避免地要使用这一结果。数值计算表明, 当场强超过临界磁场时, 双光子湮灭几率很快减小, 计算时可以忽略。

电子对产生的双光子过程是对能量为 $mc^2 < \hbar\omega < 2mc^2$ 的光子的主要吸收过程, 其跃迁矩阵元与湮灭过程完全相同, 这可以从它们的费曼图的相似性看出。蔡敦已经求得了这个过程的最普适的截面分析表式^[52], 但结果非常复杂, 有待于进一步的数值研究。

(3) 电子散射 $e + e \rightleftharpoons e + e$ 或 $e + p \rightleftharpoons e + p$

当辐射流经过等离子体时, 会对等离子体原有状态产生影响, 电子散射则是在此过程中等离子体热化的关键因素, Langer^{[53], [54]}已对这一过程进行了严格的量子场论计算。

1.3 韧致辐射 $e + Z \rightarrow e + Z + \gamma$

韧致辐射是一个三阶过程, 它是连续谱辐射的主要来源之一, 故不应因其阶数高而否认它的重要性。Canuto^[55]等人曾在六十年代对此进行过研究, 后来, Lodenquai^[56]等也作了简明的计算, 但是正如 Pavlov^[57]所指出的, 这两个工作都有错误。Lieu 的较新的工作^[68]中又包括对电子传播子的很大近似。为了消除这一局限性, 我们曾利用严格的电子传播子对基态电子求得了韧致辐射发射率的精确表达式^[59], 并正致力于将这一结果推广到任意电子态。

总之, 近二十年来, 基于量子电动力学的观点, 已经对强磁场中粒子间的电磁作用进行了较广泛的研究。特别是对于初级过程的研究, 处理方法已成常规。到目前为止, 除了曲率辐射等特殊过程之外, 其余较低阶的电磁作用过程都已经历了较严格的分析研究, 而且, 有些还有较细致的数值结果, 尽管还遗留下一些诸如共振发散等技术性问题需要仔细讨论, 但现在根本性的问题已不是严格地推导截面, 而是设法针对不同情况将复杂的精确公式化为更简洁实用的形式。

2. 强磁场真空及等离子体集体效应

涉及到真空极化和等离子体效应时, 问题已不象单粒子间相互作用那么简单, 已无统一而严格的方法可循。但这是与天体物理应用直接相关的课题, 内容十分丰富, 尚有待进一步发展。

2.1 强磁场真空极化效应

强磁场不仅极大改变了粒子间电磁作用的性质, 而且本身还具有一些与自由空间显著不同的真空极化效应^{[61],[60]}。尽管这种效应不会直接发射或吸收光子, 但它可以极大地改变光子偏振状态^[61], 从而影响其中介质对光子的散射性质^[62], 使色散率变得对光子的偏振状态非常敏感, 最终导致辐射转移性质的显著改变^{[63],[64]}。

不过, 真空极化效应只在高频率低密度情况下比较重要^{[60],[61]}。如果 $B \ll B_{\text{cr}}$, 则仅当

$$n_e \lesssim 3.4 \times 10^{28} (\omega/m)^2 (B/B_{\text{cr}})^2 \text{cm}^{-3}$$

$$\omega/\omega_p \gtrsim (15 \pi/\alpha)^{1/2} B_{\text{cr}}/B; \quad \omega_p = (4 \pi n_e e^2/m)^{1/2}$$

时, 真空极化效应才有较大影响。

对于回旋发射, 真空极化的影响尤其不可忽略。Kirk 等^[65]的计算发现, 在线心附近, 即在

$$\omega_{\text{H}}^4 \omega^{-2} |\omega_{\text{H}}^2 - \omega^2|^{-1} \lesssim \frac{3 \times 10^{28} \text{cm}^{-3}}{n_e} \left(\frac{B}{B_{\text{cr}}}\right)^4$$

情况下, 发射线轮廓由于真空极化效应而发生显著变化。

此外, 真空极化对辐射转移的影响还显示出颇为奇妙的特征。Ventura 等^[66]在 X 射线波段的计算居然得到了一条由真空极化引起的发射线特征, 其频率为

$$\omega_0 = 3 \times \left(\frac{4 \times 10^{12} \text{G}}{B}\right) \left(\frac{n_e}{10^{22} \text{cm}^{-3}}\right)^{1/2} \text{keV}$$

Ginzburg 等^[67]还讨论了真空极化效应可能导致的复杂的非线性效应。

2.2 强磁场中的原子

强磁场中的原子概念^[68]与无磁场情况有本质差别, 因为, 当磁场强度

$$B \gg B_0 \equiv 2 \alpha^2 m^2/e = 4.7 \times 10^9 \text{G}$$

时, 电子和离子间的库仑力与磁场力相比就仅是一个微扰了。因此, 原子中电子的状态并不是由原子本身的束缚力——库仑力控制, 而是取决于外磁场的性质, 这种电子状态首先是强磁场中的束缚态, 然后才是原子系统的束缚态。在甚强磁场中, 由于高朗道能级的电子能量远大于原子的电离能, 当然只有考虑基态朗道能级上的电子状态才有实际意义, 因此, 这种原子实际就是一维原子。

Herold 等^[68]对氢原子进行了详细的非相对论计算, 这种计算也同样适用于其他种原子。后来, 又有不少人的工作^[69-73]企图将此结果改进, 他们讨论了相对论效应、质子运动和自旋等, 但结果表明, 所有这些效应都是微不足道的。

另一个与氢原子类似的例子是电子偶素。这也是一个与脉冲星辐射有关的问题。一般认为, 在脉冲星磁层中存在着正、负电子对等离子体, 如果它们的温度较低, 电子对就可能束缚成原子系统, 该系统束缚态的能级差较小, 电子在这些能级间的跃迁, 有可能给出紫外甚至光学波段的观测效应。Wuner 等^[74]在非相对论条件下, 仔细计算了这一系统的束缚态能级、能级间的跃迁几率以及湮灭率。当 $B = 4.7 \times 10^{12} \text{G}$ 时, 其最低束缚能级是 -181.88eV , 相应的寿命为 $2 \times 10^{-14} \text{s}$ 。此后, Doman^[75]对相对论修正的讨论表明, 相对论效应同样可以忽略。

2.3 强磁化等离子体的宏观性质

天体物理问题中最经常出现的还是等离子体状态。对于等离子体宏观性质, 如能量动量张量、

热力学性质、磁矩、介电张量和电导率等等，早在六十年代，Canuto 等^[76-78]就做了一些开创性的探讨。经过近十余年的研究，现在对此已有一个比较系统的认识，Canuto 已作了一个详细的综述^[9]，在此也就不再赘述了。只是有一点值得引起注意，即现有讨论还主要限于静态问题，对于强磁场中等离子体的 MHD 讨论还是一个研究很少的领域。

2.4 辐射与等离子体的相互作用

在讨论粒子-光子平衡或辐射转移问题时，都会遇到辐射与等离子体相互作用的问题，而且，一般还会涉及到多种过程的联合作用，问题常常是非常复杂的。因此，计算时只能依靠近似求解，研究对象和处理方法都因天体物理问题而异。这是目前最活跃的研究领域之一。

以前曾经仔细讨论过等离子体效应的过程主要有 Thomson 散射^[79]、韧致辐射^{[80],[81]} 和迴旋辐射^{[65],[82-85]}。

γ 爆发现之后，电子对湮灭线的形成问题促使人们去研究等离子体中粒子-光子的平衡问题。Ramaty 等首先对这一问题做了一系列研究^[86-88]。他们用 Monte Carlo 方法分别就光学薄和光学厚两种情况计算了不少模型。结果虽然不凡，但也有令人难以信服之处，特别是在其光学厚模型中，需要存在一个奇特的受激源。后来，这些工作虽然分别由 Ahronian^[89]等和 Svensson^[90]用更直接的分析方法加以进一步发展，但遗憾的是，这些较新的工作也未能考虑强磁场效应，其原因在于，强磁场中复杂的反应截面将大大增加计算工作量，因此必须借助高速计算机才可能处理，这是一个复杂而又不可忽视的问题。

强化等离子体中的辐射转移是另一个处于类似研究阶段的问题。这一问题的处理方法也包括微观和宏观两种。微观方法即 Monte Carlo 模拟^[91]，宏观方法就是求解辐射转移方程。两种方法各有优点。微观方法可以不作近似地处理多种复杂过程，它的唯一局限在于计算费用大；宏观方法可以得到较明显的分析表达式，但只对经过充分简化的问题才可求解。而且，在宏观的辐射转移方程中，吸收系数和发射系数的计算都与复杂的微观过程有关。为了避免这种复杂性，几乎所有作者都千方百计地使用较简化的截面形式。另外，引入磁场后，空间的各向异性带来了电磁波两种模式的区分，这使辐射转移方程本身更加复杂，即使磁场较弱也是如此^[92]。严格求解这类问题需要非常耐心细致的计算或方法上的突破。现有的工作主要是采用各种近似方法。例如：弱场近似^[93]，扩散近似^{[94],[95]}，甚至在辐射转移方程中只保留一、二个最感兴趣的作用，而把所有其他过程都略去。例如，研究迴旋线轮廓时^{[97],[98]}，只考虑迴旋吸收和迴旋发射，而只对散射感兴趣时，可考虑纯散射大气^{[94],[99],[100]}。然而，即使在最简化的模型中，也很少有使用严格作用截面的。我们曾应用精确的康普顿散射截面，求解过纯散射等离子体中的辐射转移问题，得到了一些有意义的结果^[101]。

不难看出，涉及辐射和等离子体相互作用的问题非常复杂，几乎不可能进行严格处理。然而，各种近似必然会在不同程度上抹去或歪曲强磁场效应。因此，在真正了解强磁场特性方面，还刚刚起步，对各种与强磁场有关的天体物理现象的理论解释，还要做大量细致的工作。

三、宇宙 γ 射线爆研究现状

我们已经知道，对于甚强磁场的物理研究主要是出于解开 γ 爆之谜的需要，因此，从天体物

理的观点出发, 概述一下 γ 爆的基本特性和研究现状, 将有助于我们进一步有的放矢地研究甚强磁场物理, 并进而应用于天体物理研究。

γ 爆是一种极高能量的爆发现象, 它的发现已有十多年历史了^[11]。对于它的观测或理论研究进展, 已有一些评述文章^[102-106], 以下将尽量简洁地概述 γ 爆的基本特性、新的研究进展和存在问题。

1. γ 爆的观测特性

γ 爆观测的进展非常迅速, 至今已发现 γ 爆近 400 个, Baity 等给出了一个详细的表^[107]。现已发表的详细观测资料是苏联在 Venera 11 和 Venera 12 上的 KONUS 实验结果^[108]。Mazets 小组对这些数据进行了系统地分析和处理^{[109], [110]}。归纳起来, 绝大部分爆具有如下特征:

(1) 持续时间约为 2—40 秒钟;

(2) 爆发能流($E_\gamma > 30$ keV)为 $S = 10^{-7} - 10^{-4}$ erg/cm²;

(3) 根据 $N \sim S$ 曲线可知, 大部分爆发生在银河系内, 其典型距离为 $D = 3$ kpc, 由此推得总爆发能 $\varepsilon = S \cdot 4\pi D^2 = 10^{38} - 10^{41}$ erg, 光度 $L = 10^{37} - 10^{40}$ erg/s, 可以大大超过一个太阳质量的天体的爱丁顿极限 $L_{ED} = 1.5 \times 10^{38}$ erg/s。

(4) 连续谱可用热韧致谱拟合, 即, $dn_\gamma \propto E^{-1} \exp(-E/E_0) dE$, 其中 E_0 约为 50 keV—1000 keV, 大部分为 150—400 keV, 这相当于温度为 $T = (1.7 - 4.6) \times 10^9$ K, 但是, 由于谱变非常剧烈, 这种 4 秒之久的平均谱型究竟是否有实际意义尚待研究。

在一些 γ 爆事件中, 还发现了发射线和吸收线或吸收带特征。

(5) 发射线特征如下:

(a) 发射线出现在能量 400 keV—500 keV 处。如果这是经历了引力红移后的 0.511 MeV 电子对湮灭线, 则发射线产生于中子星表面附近。

(b) 发射线全半宽一般为 ~ 250 keV, 若此宽度来源于多普勒效应, 则等效温度^[111] $T_D \sim 2.6 \times 10^8$ K, 即, 湮灭区温度 $< 2.6 \times 10^8$ K。

(c) 发射线总流量 ~ 1 cm⁻² s⁻¹。

(d) 发射线只产生于爆发初期, 持续时间一般 < 8 s。

(6) 吸收线特征:

(a) 吸收线或吸收带都出现在 $\lesssim 100$ keV 光谱区。如果它起源于强磁场中电子的迴旋吸收, 则磁场强度 $B = \frac{mc}{e\omega_H} > 1.4 \times 10^{12}$ G, 这是 γ 爆产生于强磁场中的直接证据之一。

(b) 吸收线很宽, 事实上, 大部分都是以吸收带形式出现。如果这是由于吸收区磁场的均匀性造成的, 则偶极磁场近似要求吸收区高度为 $10^5 - 10^6$ cm。

以上六大特性的直接推论是: γ 爆事件大多发生在强磁化中子星表面, γ 光子很可能来自一个光学厚区域, 该区的上层表现为吸收或散射层。当然, 对此还是有争议的。

2. γ 爆的理论研究

简单地说, 与 γ 爆有关的理论问题主要包括三方面的内容。第一, 爆发机制: 这为 γ 爆提供各种能量来源; 第二, 爆发过程的动力学演化: 用于解释 γ 爆的时间特性; 第三, 爆发区和/或吸收区中的辐射转移: 用于解释 γ 爆的复杂光谱。三者是一个整体, 不可分割。原则上, 一个成

功的模型必须同时解释所有特征。但是, 由于问题的极端复杂性, 通常的研究工作都是在一定爆发模型下分别讨论动力学和光子输运问题的。

2.1 爆发机制及其动力学演化

动力学性质几乎完全取决于爆发机制。到目前为止, 已经提出过的模型大致有以下三类:

(1) 热核爆炸模型

该模型是目前讨论得最仔细的模型^[112]。它与用来解释 I 型 X 爆的热核爆炸模型^[113]非常类似, 也是由于缓慢吸积, 导致中子星表面发生猛烈的热核爆炸, 释放出核能。所不同的是, 在这里出现了强磁场, 而吸积率则非常低, $\sim 10^{-15} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ 。因而这些吸积物既可来自伴星, 也可来自星际物质^{[114], [115]}。在这类模型中, 大量物质持续缓慢地向中子星极区吸积, 直至吸积层底部达到某临界密度时, 就引爆起剧烈的热核聚变, 突然释放出大量核能, 在此过程中形成的强爆震波, 把热等离子体沿开放磁力线向上抛出。此后则有两种前途。如果磁场能够束缚住抛出的等离子体, 则可以形成一个比较稳定的等离子体柱, 大量光子将从该柱侧发射出去, 使侧面表层冷却, 而冷却后的表层在重力作用下很快落回中子星表面, 于是, 新的高温表层又开始辐射。在此过程中, 由于侧面辐射不受爱丁顿极限的限制, 可能出现超爱丁顿光度。另一种可能是, 如果抛出的等离子体中热压力很大, 磁场不足以束缚住它, 则情况比较复杂。由于等离子体膨胀, 磁力线发生弯曲, 从而触发生各种剧烈的等离子体不稳定性, 导致磁能大量释放。这一过程与太阳耀斑理论中的 Petschek 机制十分相似, 只是这里磁场很强, 而且磁力线固定在中子星表面, 这一边界条件限制了交换不稳定性的发生, 因此, 整个过程必须重新处理。可以预期, 随后发生的磁力线重连将使磁能转变为热能、阿尔文波、高能粒子以及 γ 射线光子的能量。

在第二种情况中, 涉及许多等离子体不稳定性过程, 在这方面尚未作过定量处理。第一种情况相对来说比较简单, 而且存在条件也是可能满足的, 这依赖于爆发过程中等离子体压力的大小^[116]。由于爆炸从极区某点开始, 随后周围的温度也迅速增高, 最后辐射区扩展到远比极区更大的范围。因此, 详细的计算是一个二维流体力学问题, Woosley, Wallace 和 Fryxell 对此曾作了仔细研究^[117-119]。Mitrofanov 等也讨论了热核能量以 MHD 波形式向外层传播的问题, 解释了短上升时间和快速光变^[120]。

(2) 星震模型

星震模型是为了解释 1979 年 3 月 5 日爆的巨大能量而提出的。它假设在中子星核心处发生了某种剧烈活动, 从而在中子星固体壳中形成一个富重核非平衡层, 这些超重核相继发生链式裂变反应, 释放出大量中子星内能^[121-123]。

另一些类似的模型认为, 中子星核心由于某种原因而发生剧烈震动, 这种震动能以激波形式传到中子星表面, 在那里产生出正、负电子对等离子体, 并发射高能 γ 光子。核心震动的原因可能是核心物态的相变^{[124], [125]}。有一个最极端的模型甚至认为发生了超过临界质量的白矮星的坍缩^[126]。

(3) 吸积小天体模型

小行星或彗星与中子星的碰撞或近散射会突然释放出引力能, 也是 γ 爆的一种可能机制^[127-130]。这类模型发生几率太小, 而且又难以重复发生, 因此, 目前几乎被彻底否定。然而, 由此发展起来的一些变型倒是有可能的。一种模型^[131]假设缓慢吸积到强磁化中子星的物质被磁

层挡住, 逐渐积累, 直至触发等离子体不稳定性, 突然下落, 放出引力能。另一种模型假设^[132] 密近双星演化晚期, 形成了围绕中子星的类行星系, 它们以螺旋式运动落入中子星表面。

另外还有一些涉及爆发机制的模型, 虽然讨论得不多, 但也很有启发性。例如, γ 爆能源可以来自中子星磁层中贮存的磁能^[133]; 在我们能够观测到 γ 爆辐射之前, 也许已经发生了“喷流火球”阶段的动力学过程^[134]。

2.2 γ 爆光谱及光子输运

γ 爆光谱虽然有一些普遍规律, 但是由于谱变非常剧烈, 它们还是很不确定性的。而且对它的理论解释也非常复杂, 其中涉及到高温强磁化等离子体中许多复杂的作用过程, 例如光子的各种发射和吸收过程, 多次康普顿散射, 电子对产生和湮灭等等。全面分析这些过程是非常困难的。Cavallo 等人^[135] 曾就火球模型在无磁场情形对此作了定性分析, 然而, 在他们试图得到进一步的定量结果时, 却遇到了巨大的计算工作量, 长达两年的计算所得之有意义的结果微乎其微^[136], 如果再计入强磁场效应, 困难是可想而知的了。

显然, 没有经过简化的抽象问题也很难得到有意义的结果, 比较方便的是首先对光谱中各种主要特征分别进行讨论, 然后再对它们进行合理的综合。

γ 爆光谱中最大的特征要算是其发射线特征了。如果按普遍接受的观点, 认为这是经过引力红移的正、负电子对湮灭线的话, 那么, 这至少说明 γ 爆的辐射与热的正、负电子对等离子体有关, 已有不少作者讨论过电子对等离子体的平衡问题。这一问题相当复杂, 不得不引入各种近似。Harding^[137] 曾在强磁场情形讨论了这一问题。

观测到的连续谱形状很容易用热致谱拟合, 同时又可用逆康普顿散射^[51] 或热同步加速辐射^{[138], [139]} 谱拟合, 结果不是唯一的, 事实上, 后两者比前者更好^{[51], [106]}, 而强磁场效应对连续谱的影响则是一个尚未严格处理的问题。对这个问题的处理结果肯定能提供有关爆发区光学厚度的信息。

对于低能段的吸收特征, 尚有争议。多数人倾向于认为这是强磁场中迴旋吸收特征^[140]。但也有人认为, 这不一定是吸收造成的, 可能表示 γ 爆中包含两种不同的连续谱^{[141], [142]}, 这种争论将会导致不同的 γ 爆模型。

以上的讨论表明, 我们现在对 γ 爆光谱的理解还十分肤浅, 其中主要的理论问题概括如下:

(1) 辐射区是光学薄区, 还是光学厚区? 若为光学厚区, 连续谱如何解释? 反之, 若为光学薄区, 吸收层或散射层对连续谱的影响如何体现?

(2) 如果连续谱的拟合温度就是辐射区的等离子体温度, 那么如何解释如此高温和窄发射线的矛盾? 或者说, 电子对湮灭前的冷却机制是什么?

(3) 连续谱究竟是源于光学薄区的热致辐射或热同步加速辐射呢? 还是光学厚区的逆康普顿散射? 或是反映光学厚区被强磁场效应扭曲的其他类型的辐射谱?

(4) 吸收特征究竟是迴旋吸收线还是多种谱迭加的结果? 若是迴旋吸收线, 则吸收层的物理特征怎样? 为什么大部分爆并不出现吸收线?

所有这些问题并不是孤立存在的, 它们互相依赖, 互相制约。解决这些问题的关键究竟在哪里呢? 容易想象, 甚强磁场的量子效应可能会非常突出, 首先对它进行更深入的研究是很有益的。事实上, 我们曾精确求解了纯散射大气中的辐射转移问题^[101], 从中得到了很大启发。在该

文提到的模型中, 纯散射大气实际上就是 γ 光子发射区上空的低温层, 此层存在的可能性可从1979年11月11日爆的谱变特征中得到理解^[143]。结果表明, 由于多次散射的影响, 连续谱温度可以大大高于辐射区的实际温度, 而且在 $<150\text{ keV}$ 的能量处, 还会出现一个“视吸收带”。因此, 如果辐射区上方存在一个散射层, 则温度矛盾可能会缓解, 吸收带的出现也许不必用磁场不均匀性来解释。至于连续谱的形成问题则需考虑辐射本身的量子效应, 这是一个有待探讨的问题。

3. γ 爆研究新进展

由以上对于 γ 爆观测和理论的分析可以看出, 我们目前对 γ 爆观测资料的理论解释还很不确定。近年来, 不仅在 γ 射线波段, 而且在光学和X射线波段, 都对 γ 爆源进行了不少新的探讨。尽管许多观测和理论问题尚无定论, 但这些新进展无疑反映了 γ 爆研究的方向。Cline和Hurley分别对最近的观测资料进行了总结^{[144], [145]}。

3.1 光度与温度的强相关

Venera 13和14的KONUS数据表明^{[145], [146]}, γ 爆光度 L 和连续谱拟合温度 T 之间可能密切相关。它们满足关系式 $L \propto (kT)^\gamma$, 这里 $\gamma = 1.6 \pm 0.1$ 。但也有人对此持不同的看法。如果辐射区体积和电子密度都不变, 那么, 这一关系可以用来检验各种可能的辐射机制。例如, 可以否定非相对论性的光学薄热致辐射机制, 因为在此假定下, 应有 $\gamma = 0.5$ 。

3.2 重现 γ 爆

观测发现, 有两个 γ 爆源已经爆发多次^[147]。其中之一就是著名的B 0520-66, 它继1979年3月5日首次猛烈爆发之后, 又发生了11次微爆。爆发间隔为 ~ 1 天到2个月。爆发强度较弱, 总流量约为 $1.5 \times 10^{-7} - 6.6 \times 10^{-8} \text{ erg/cm}^2$ 。谱型都比较软, 热致温度一般 $<50\text{ keV}$ 。时间特征都比较简单, 但有一些特征比较奇怪, 表现为持续时间1.5秒到3.5秒的方波。

由这些微爆的位置更加肯定, 1979年3月5日爆产生于N 49中, 其距离为55 kpc。这次爆非常特殊, 具有大得难以解释的爆发能量, 上升时间又非常短, $<200\ \mu\text{s}$, 全峰半宽为120 ms, 在其3分多钟的衰减过程中, 还发现了8秒钟的光变周期。现在, 通过对原始资料的进一步分析, 又发现了该爆的一些新特征。在其150 ms的峰值数据中, 有一个23 ms的准周期, 如果把它解释为中子星扭转振动或自转, 那么, 以前发现的8秒周期就只能是进动周期了, 当然, 23 ms周期也可能是等离子体振荡周期。另外, 通过缩短计数的积分时间, 发现在爆发的最初24 ms光谱中, 420 keV能量处有一个峰, 而在随后的250 ms积分光谱上, 则没有明显的峰。这一发射特征究竟是红移后的电子对湮灭线呢?还是某种复合的连续谱?如果进一步提高时间分辨率, 情况会怎样呢?这些问题尚无定论。另一方面, 在最初处理数据时由于积分时间长而未能发现这一谱线特征, 这说明观测结果中包含有探测器和数据处理的不确定因素, 在其他 γ 爆光谱中是否也包含这种效应呢?时间分辨率不高显然把这种类似的快速光变特征模糊掉了。

另一个重现 γ 爆源是B 1900+14, 它已经爆发过三次, 基本特征与B 0520-66的微爆类似, 这两者可能自成特殊的一类。

3.3 快速 γ 爆源

在SIGNE记录到的49个 γ 爆源中, 有25%的爆持续时间 <0.25 秒。ISEE-3的数据也明显地把寿命 <1 秒的快速爆作为独立的一群区别出来。这些爆的共同特征是, 寿命很短, 其中最短的是1979年6月13日爆, 持续50 ms, 全峰半宽为2 ms, 这些爆大都是单峰爆, 它们有一个指

数型上升和下降的轮廓, 谱型比较软, ~ 30 keV。所有这些短爆是否产生于某种与众不同的物理过程或某种特殊的源呢? 这是值得进一步研究的。

当然, 按 γ 爆源的时间特征来分类只是一种习惯。在快速 γ 爆源之间还有很多不同之处。(1) 它们的上升时间和下降时间分布弥散很大, 没有一种标准波形; (2) 除两个重现爆之外, 其他在 ≤ 1 年的时间内都未再爆; (3) 全峰半宽弥散较大, $\sim 0.01-0.2$ 秒; (4) B 0520-66 的有些爆中出现方波; (5) 1979 年 3 月 6 日爆虽然全峰半宽只有 0.16 秒, 但其谱型很硬; (6) 1978 年 12 月 2 日爆和 1979 年 6 月 13 日爆的主峰之前有一个小的预爆, 随后持续了几秒钟的低光度, 它们实际上很可能是某种更复杂的爆, 只不过仪器只能探测到其峰顶; (7) 观测条件的限制还带来了另外一些问题, 例如, 1979 年 6 月 13 日爆是另一个短爆, 它的上升时间为 7.5 ms, 仅比 1979 年 3 月 5 日爆长, 但对于它的特征温度, 不同的仪器得出完全不同的结果。KONUS 数据得出, 该爆的能谱延展到 225 keV, 其特征温度为 ~ 30 keV, 而 SIGNE 数据表明其能谱可延展到至少 2 MeV, 特征温度为 ~ 660 keV, 如此巨大的差别主要来源于仪器的分辨率。KONUS 的积分时间为 4 s, 而 SIGNE 只有 250 ms, 当事件持续时间比仪器积分时间短时, KONUS 灵敏度降低。这种效应也会对其他短爆起作用, 它们的流量小正是因为寿命短。因此, 可能会低估了弱源的流量。

3.4 一般 γ 爆的时间特征

(1) 大多数单峰爆都是以 e 指数型上升和下降, 时标 > 50 ms。

(2) 能谱有快速闪烁, 时标 ≤ 250 ms, 这是仪器探测极限, 实际可能更小。

(3) γ 爆中很少看到周期性变化, 只有 5 个事件中可能有 4—8 秒的周期, 而如果 γ 爆果真产生于强磁化中子星表面, 则必然会表现出周期性特征。这种“缺周期”问题可能来源于仪器的选择效应或被爆本身的光变所掩盖^[148]。

3.5 一般 γ 爆的谱型

现在已经知道, 大约有三分之一的 γ 爆光谱在低能端表现出吸收特征, 它们或者表现为 30—80 keV 能量处的吸收线, 或低能端的谱型反转, 前者可能是强磁场中的电子迴旋吸收线, 而对后者的解释众说纷云, 它可能源于同步加速辐射截止, 或同步自吸收^[149], 也可能是多次散射所致^[101], 甚至谱型随时间的快速变化也可能产生这种特征^[108]。

另外, 大约有 7% 的 γ 爆光谱在能量 ~ 400 keV 处出现发射特征, 特别是对于 1978 年 12 月 9 日爆, KONUS 和 ISEE-3 Ge 分光计同时记录到了它的发射特征, 这就进一步肯定了发射线存在的可能性。通常认为这是经过引力红移以后的电子对湮灭线。

同时表现出吸收和发射特征的 γ 爆很少, 从观测上看, 这两者同时发生完全是一种随机现象, 也就是说, 到目前为止, 还未发现吸收和发射特征之间的明显相关。

现有的 γ 爆连续谱数据大都处于能量范围 20 keV—1 MeV, 虽然有不少方法可以用来拟合这些光谱(见前文), 但结果并不是唯一的, 拟合结果似乎是以研究者的愿望为转移的。实际上, 并非所有光谱都可进行有意义的拟合, 在光谱数据中包含有一些尚不清楚的空间探测器效应。不同的仪器, 能量域值不同, 响应曲线也不同, 几乎不可能从它们的输出计数分布中导出唯一的入射光子谱; 对于给定源, 不同仪器的观测结果甚至可能相差两个量级。可见, 仅对观测而言, 谱型问题也还远未解决。如果再注意到还存在超出仪器分辨极限的快速谱变, 则问题还要严重。

对于 γ 爆的更高能量 (> 1 MeV) 的观测又提出了一些新的理论问题^[152]。至少已经探测到了

两个事件中光子能量可高达 ≥ 20 MeV, 不少 γ 爆发射出呈幂律谱分布的高能光子, 这一幂律谱一直延伸到 10 MeV 能量。对于这么高能的光子, 电子对产生过程应该比较重要。如果辐射区对这种吸收过程仍为光学薄, 则爆源必须很近, 或者高能光子产生于别的区域。有一种可能是, 高能 γ 光子不是各向同性分布, 而是成束的。紫移的电子对湮灭线或许可以解释这种高能辐射。另外, 据报道^[150], 可能已发现一条能量为 740 keV 的核发射线, 也许高能光子辐射就是一些没有分辨出来的核发射线^[151]。

3.6 $\log N(>S)$ — $\log S$ 分布和 γ 爆的距离

$\log N$ — $\log S$ 分布和源的各向同性性质是决定 γ 爆源距离的主要信息。已经知道, 对于流量大于 $S = 10^{-5}$ erg/cm² 的 γ 爆, 基本满足 $N \propto S^{-3/2}$, 但对于弱爆, $S < 10^{-7}$ erg/cm², γ 爆源计数明显地低于这一分布, 不过它们仍然保持各向同性。这种弱爆太少的现象, 也许是由仪器的选择性造成的。事实上, 前面已经说过, 我们很可能低估了快速爆的流量值。因此, 最好是讨论计数随流量强度的分布 $\log N(>P)$ — $\log P$, 或 $\log N(P)$ — $\log P$, 其中, $P \sim$ erg/cm²·s 为流量强度。

各向同性分布似乎表明 γ 爆产生于河外, 但这种解释带来了严重的发射机制问题。Jennings^[153]提出, γ 爆可能产生于银河系延展晕中。但也没有理由否认另一种可能, 即我们现在还缺乏必要的统计基础去发现弱源的各向异性, 或许它们就产生于我们的星系盘中。可见, 现在给 γ 爆源的距离下结论还为时尚早。

3.7 光学观测

在光学波段, 除了一个例外(1979年3月5日爆), 几乎都未找到光学对应体, 但搜寻光学对应体的工作无疑是很有意义的。Schaefer等人利用过去的光学底片, 对发生 γ 爆的位置进行了光学搜索, 发现了三个可能的光学闪耀对应体^{[154],[155]}, 如表1所示。

表 1 γ 爆的可能的光闪对应体

γ 爆事件	光学底片	光闪幅度 $\Delta m_b/s$
1978年11月19日	1928年	3 ^m
1979年11月5日	1901年	7.6 ^m
1979年1月13日	1944年	4.3 ^m

后来, 对第一个光学对应体的仔细观测^{[156],[157]}表明, 在该 γ 爆位置上有好几个热星等大于24^m的暗天体, 如果能证认出 γ 爆的光学对应体, 则至少能提供 γ 爆天体处于宁静状态时的信息, 这将有助于确定 γ 爆的本质^{[158],[159]}。

还有一些作者试图从理论上寻求 γ 爆在光学上的观测效应^[159-161], 这些工作应该受到重视, 我们不仅应研究与 γ 爆有关的光学爆, 还应寻求 γ 爆前后的光学线索, 以及处于宁静期的 γ 爆源的特征, 这对区别和限制 γ 爆模型十分重要, 而且, 空间望远镜的观测能力也使得有些细致观测成为可能。

3.8 X射线观测

对 γ 爆的X射线观测^{[162],[163]}表明, 虽然在 γ 爆发生较长时间之后没有X射线发射, 但在爆发期间, 3—10 keV 能量的X射线光度还相当强, 可达 $L_x/L_\gamma \sim 0.02$, X射线辐射极大值一般出现在 γ 射线极大之后, 但也有少数事件在 γ 爆之前就有X射线活动, 能量 ~ 3 keV 的软X射线发射比 γ 射线持续时间更长。伴随 γ 爆有较强的X射线辐射, 这是很自然的^[164-166]。事实上, 在 γ 爆过程中, 会有许多引起X射线发射的过程, 例如质子的迴旋辐射^[165]。同时, 由于 γ 爆所抛出的等离子体可以稳定在相当高的高度上^{[116],[134]}, 其中, 必然包含一些发射X射线的低温区, 这种低温

区可以在 γ 源上方, 产生吸收特征; 也可以是 γ 源下面的中子星表面, 发射出热 X 射线光子^{[134], [164]}。

前面已经提到过 1979 年 11 月 11 日爆的谱变非常特殊^[143]。在 12 秒的观测过程中, 尽管整个谱型逐渐变软, 总光度减弱, 但是能量 $\lesssim 30 \text{ keV}$ 的硬 X 射线辐射反而大大增强。这很可能是 γ 爆源逐渐冷却所致, 但也可能是原来就存在的低温源被加热后产生的辐射。我们知道, 迴旋吸收线只出现在 γ 爆初期, 这一事实对后一种可能性有利。

四、结 语

我们已经看到, 强磁场和 γ 爆的研究已经取得很大进展, 强磁场的量子电动力学理论日益完善, γ 爆的资料积累也渐趋详细。两者相互依赖, 相互促进, 前者以后者为动力, 而后者以前者为理论基础。然而, 遗留的问题仍然很多, 有的非常复杂。在理论上, 强磁场方面的研究进程虽然太慢, γ 爆理论迫切要求我们了解辐射与强磁化等离子体作用的详细情况。在观测上, 应着重排除探测器和数据处理上的不确定性, 同时应重视多波段的同时观测和对处于宁静时期的 γ 爆源进行搜索。

感谢南京大学天文系汪珍如副教授为我们提供最新资料并和我们一起讨论。

符 号 说 明

ω : 光子频率

θ : 光子传播方向与磁场方向的夹角

m : 电子静止质量

e : 电子电量

$\alpha = \frac{1}{137}$: 精细结构常数

B : 磁场强度

\hbar : 普朗克常数

c : 光速

$\omega_{\text{H}} = \frac{eB}{mc}$: 电子迴旋频率

$B_{\text{cr}} = \frac{m^2 c^3}{\hbar e}$: 临界磁场强度

$r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$: 电子经典半径

$\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m)^{1/2}$: 等离子体振荡频率

n_e : 电子数密度

E_γ, E : 光子能量

$N, N(>S), N(>P), N(P)$: γ 爆源的计数

L_x : X 射线光度

L , L_γ : γ 射线光度

参 考 文 献

- [1] Johnson, M. H. and Lippmann, B. A., *Phys. Rev.*, **76**(1949), 828.
- [2] Johnson, M. H. and Lippmann, B. A., *Phys. Rev.*, **77**(1950), 702.
- [3] Schwinger, J., *Phys. Rev.*, **82**(1951), 664.
- [4] Erber, T., *Nature*, **190**(1961), 25.
- [5] Erber, T., *High Magnetic Fields*, (1960).
- [6] Erber, T., *Rev. Mod. Phys.*, **38**(1966), 626.
- [7] Hewish, A. et al., *Nature*, **217**(1968), 709.
- [8] Schwinger, J., *Particles, Sources and Fields*, Vol. 111.
- [9] Canuto, V. and Ventura, J., *Fund. Cosmic Phys.*, **2**(1977), 203.
- [10] Giacconi, R., *Proc. 16 th Int. Solvay Conf. on Phys.*, p. 27.
- [11] Klebesadel, R. W. et al., *Ap. J.*, **182**(1973), L 85.
- [12] 阿希叶泽尔, A. И., 别列斯捷斯基, B. Б., 量子电动力学, 科学出版社, (1964).
- [13] Bjorken, J. D. and Drell, S. D., *Relativistic Quantum Mechanics*, (1964).
- [14] Klein, J. J., *Rev. Mod. Phys.*, **40**(1968), 523.
- [15] Sturrock, P. A., *Ap. J.*, **164**(1971), 529.
- [16] Daugherty, J. K. and Lerche, I., *Ap. Space. Sci.*, **38**(1975), 437.
- [17] Arons, J. and Scharlemann, B. T., *Ap. J.*, **231**(1979), 853.
- [18] Jones, P. B., *MNRAS.*, **192**(1980), 847.
- [19] Daugherty, J. K. and Harding, A. K., *Ap. J.*, **273**(1983), 761.
- [20] Tsai, W-Y. and Erber, T., *Phys. Rev.*, **D 10**(1974), 492.
- [21] Alfvén, H., *Rev. Mod. Phys.*, **37**(1965), 652.
- [22] Wunner, G., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 79.
- [23] Daugherty, J. K. and Bussard, R. W., *Ap. J.*, **238**(1980), 296.
- [24] Chiu, H-Y. and Fassio-Canuto, L., *Phys. Rev.*, **185**(1969), 1614.
- [25] Tsai, W-Y. and Yildiz, A., *Phys. Rev.*, **D 8**(1973), 3446.
- [26] Tsai, W-Y. and Yildiz, A., *Phys. Rev.*, **D 9**(1974), 2489.
- [27] Sokolov, A. A. et al., *Phys. Lett.*, **43 A**(1973), 85.
- [28] Shen, C. S., *Phys. Rev. Lett.*, **24**(1970), 410.
- [29] Shen, C. S. and White, D., *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972), 455.
- [30] Shen, C. S., *Phys. Rev.*, **D 6**(1972), 2736.
- [31] Schwinger, J. and Tsai, W-Y., *Phys. Rev.*, **D 9**(1974), 1843.
- [32] White, D., *Phys. Rev.*, **D 9**(1974), 868.
- [33] White, D., *Phys. Rev.*, **D 10**(1974), 1726.
- [34] White, D., *Phys. Rev.*, **D 13**(1976), 1791.
- [35] White, D., *Phys. Rev.*, **D 13**(1976), 1799.
- [36] White, D., *Phys. Rev.*, **D 18**(1978), 2166.
- [37] White, D. and Sisco, M., *Phys. Rev.*, **D 18**(1978), 4789.
- [38] White, D., *Phys. Rev.*, **D 21**(1980), 2241.
- [39] White, D., *Phys. Lett.*, **80 A**(1980), 377.
- [40] Herold, H. et al., *Phys. Lett.*, **91 A**(1982), 272.
- [41] White, D., *Phys. Lett.*, **93 A**(1982), 9.
- [42] Daugherty, J. K. and Ventura, J., *Phys. Rev.*, **D 18**(1978), 1053.
- [43] Ochelkov, Yu. P. and Usov, V. V., *Ap. Space Sci.*, **69**(1980), 439.
- [44] 徐跃明, 天文学报, (待发表).
- [45] Herold, H., *Phys. Rev.*, **D 19**(1979), 2868.

- [46] 李泽清, 天体物理学报, 2(1982), 321.
- [47] Lieu, R., *Ap. Space Sci.*, 73(1980), 481.
- [48] Milton, K. A. et al., *Phys. Rev.*, **D** 10(1974), 1299.
- [49] Morini, M., *Ap. Space Sci.*, 79(1981), 203.
- [50] Liang, E. P. T., *Nature*, 292(1981), 319.
- [51] Fenimore, R. W. et al., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 590.
- [52] 蔡斌, 南京大学研究生毕业论文, (1984).
- [53] Langer, S. H., *Phys. Rev.*, **D** 23(1981), 328.
- [54] Langer, S. H., *Phys. Rev.*, **D** 25(1982), 1157.
- [55] Canuto, V. et al., *Phys. Rev.*, 185(1969), 1607.
- [56] Lodenquai, S. et al., *Ap. J.*, 190(1974), 141.
- [57] Pavlov, G. G. and Pavlov, A. N., *Sov. Phys. JETP*, 44(1976), 300.
- [58] Lieu, R., *Ap. Space Sci.*, 80(1981), 157.
- [59] 徐跃明, 科学通报, (1985), No. 2, 118.
- [60] Meszaros, P. and Ventura, J., *Phys. Rev.*, **D** 19(1979), 3565.
- [61] Adler, S. L., *Ann. Phys.*, 67(1971), 599.
- [62] Stoneham, R. J., *Optica Acta*, 27(1980), 545.
- [63] Kaminker, A. D. et al., *Ap. Space Sci.*, 86(1982), 249.
- [64] Kaminker, A. D. et al., *Ap. Space Sci.*, 91(1983), 167.
- [65] Kirk, J. G. and Meszaros, P., *Ap. J.*, 241(1980), 1153.
- [66] Ventura, J. et al., *Ap. J.*, 233(1979), L 125.
- [67] Ginzburg, V. I. and Tsytoich, V. N., *Phys. Rep.*, 49(1979), 1.
- [68] Herold, H. et al., *J. Phys.*, **B** 14(1981), 751.
- [69] Angelie, C. and Deutsch, C., *Phys. Lett.*, 67 **A**(1978), 353.
- [70] Lindgren, K. A. U. and Virtamo, J. T., *J. Phys.*, **B** 12(1979), 3465.
- [71] Lindgren, K. A. U. and Virtamo, J. T., *Phys. Lett.*, 70 **A**(1979), 329.
- [72] Shinada, M., *Phys. Lett.*, 74 **A**(1979), 401.
- [73] Doman, B. G. S., *J. Phys.*, **B** 13(1980), 3335.
- [74] Wunner, G. et al., *J. Phys.*, **B** 14(1981), 765.
- [75] Doman, B. G. S., *J. Phys.*, **B** 14(1981), L 405.
- [76] Canuto, V. and Chiu, H-Y., *Phys. Rev.*, 173(1968), 1210.
- [77] Canuto, V. and Chiu, H-Y., *Phys. Rev.*, 173(1968), 1220.
- [78] Canuto, V. and Chiu, H-Y., *Phys. Rev.*, 173(1968), 1229.
- [79] Canuto, V. et al., *Phys. Rev.*, **D** 3(1971), 2303.
- [80] Canuto, V. and Chiu, H-Y., *Phys. Rev.*, **A** 2(1970), 518.
- [81] Virtamo, J. and Jauho, P., *Nuovo Cimeto*, **B** 26(1975), 537.
- [82] Pavlov, G. G. et al., *Ap. Space Sci.*, 73(1980), 33.
- [83] Chanmugam, G. and Wagner, R. L., *Ap. J.*, 232(1979), 895.
- [84] Langer, S. H. et al., *Ap. J.*, 233(1979), L 125.
- [85] Herold, H. et al., *A. Ap.*, 115(1982), 90.
- [86] Ramaty, R. and Meszaros, P., *Ap. J.*, 250(1981), 384.
- [87] Ramaty, R. et al., *Ap. Space Sci.*, 75(1981), 193.
- [88] Ramaty, R. et al., *Ap. J.*, 256(1982), 238.
- [89] Aharonian, F. A. et al., *Ap. Space Sci.*, 93(1983), 229.
- [90] Svensson, R., *Ap. J.*, 270(1983), 300.
- [91] Bickett, K. F., *Accreting Neutron Stars*, 306, (1982).
- [92] Fung, P. C. and Kwan, T. P., *Ap. Space Sci.*, 93(1983), 281.
- [93] Barrett, P. E. and Chamugam, G., *Ap. J.*, 278(1984), 298.
- [94] Silant'ev, N. A., *Ap. Space Sci.*, 82(1982), 363.

- [95] Kaminker, A. D. et al., *Ap. Space Sci.*, 91(1983), 167.
- [96] Kaminker, A. D. et al., *Astrophysics*, 18(1982), 174.
- [97] Wasserman, I. and Salpeter, E., *Ap. J.*, 241(1980), 1107.
- [98] Chanmugan, G. and Wagner, R. L., *Ap. J.*, 232(1979), 895.
- [99] Nagel, W., *Ap. J.*, 251(1981), 278.
- [100] Nagel, W., *Ap. J.*, 251(1981), 288.
- [101] 徐跃明, 曲钦岳, 天体物理学报, (待发表).
- [102] Verter, F., *Phys. Rep.*, 81(1982), 293.
- [103] Mazets, E. P. and Golenetskii, S. V., *Astrophysics and Space Physics Review*, 1(1981), 205.
- [104] Vedrenne, G. and Chambon, G., *Space Sci. Rev.*, 36(1983), 319.
- [105] Kirk, J. G. and Trumpler, J. E., *Accreting-driven Stellar X-ray Sources*, 261 (1983).
- [106] Teegarden, B. J., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 352.
- [107] Baity, W. A. et al., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 434.
- [108] Mazets, E. P. et al., *Ap. Space Sci.*, 80(1981), 3-83.
- [109] Mazets, E. P. and Golenetskii, S. V., *Ap. Space Sci.*, 75(1981), 46.
- [110] Mazets, E. P. et al., *Ap. Space Sci.*, 82(1982), 261.
- [111] 兰, K. R., 天体物理公式, 杨建译, 上海科学技术出版社, (1983).
- [112] Woosley, S. E., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 485.
- [113] Wallace, R. K. et al., *Ap. J.*, 258(1982), 696.
- [114] Hameury, J. M. et al., *Space Sci. Rev.*, 30(1981).
- [115] Higdon, J. C. and Lingenfelter, R. E., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 568.
- [116] Hameury, J. M. et al., *A. Ap.*, 128(1983), 369.
- [117] Woosley, S. E. and Wallace, R. K., *Ap. J.*, 258(1982), 716.
- [118] Fryxell, B. A. and Woosley, S. E., *Ap. J.*, 258(1982), 733.
- [119] Fryxell, B. A. and Woosley, S. E., *Ap. J.*, 261(1982), 332.
- [120] Mitrofanov, I. G. and Ostryakov, V. M., *Ap. Space Sci.*, 77(1981), 469.
- [121] Brecher, K., *AIP Conf. Proc.*, 77(1982), 293.
- [122] Bisnovatyi-Kogan, G. S. and Chechetkin, V. M., *High Energy Astrophysics*, 153(1981).
- [123] Bisnovatyi-Kogan, G. S. and Chechetkin, V. M., *Ap. Space Sci.*, 89(1983), 447.
- [124] Ellison, D. C. and Kazanas, D., *A. Ap.*, 128(1983), 102.
- [125] 王青德, 南京大学研究生毕业论文, (1984).
- [126] Baan, W. A., *Ap. J.*, 261(1982), L 71.
- [127] Colgate, S. A., *AIP Conf. Proc.*, 77(1982), 309.
- [128] Colgate, S. A., *Ap. J.*, 248(1981), 771.
- [129] Van Buren, D., *Ap. J.*, 249(1981), 297.
- [130] Howard, W. M. et al., *Ap. J.*, 249(1981), 302.
- [131] 曲钦岳, 王德靖, 李泽清, 许敖敖, 科学通报, 24(1980), 1129.
- [132] Joss, P. C. and Rappaport, S., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 555.
- [133] Kafka, P. and Meyer, F., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 578.
- [134] Lingenfelter, R. E. and Hueter, G. J., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 558.
- [135] Cavallo, G. and Rees, M. J., *MNRAS.*, 183(1978), 359.
- [136] Cavallo, G., and Herstman, H. M., *Ap. Space Sci.*, 75(1981), 117.
- [137] Harding, A. K., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 615.
- [138] Liang, E. P. et al., *Ap. J.*, 271(1983), 766.
- [139] Liang, E. P., *AIP Conf. Proc.*, 115(1984), 597.
- [140] Apparao, K. M. V. and Chitre, S. M., *Ap. Space Sci.*, 74(1981), 243.
- [141] Lasota, J. P. and Belli, B. M., *Nature*, 304(1983), 139.
- [142] 曲钦岳, 王德靖, 李泽清, 许敖敖, 天文学报, 22(1981), 293.
- [143] Liang, E. P., *Ap. J.*, 268(1983), L 89.

- [144] Cline, T. L., AIP Conf. Proc., 115(1984), 333.
- [145] Hurley, K., AIP Conf. Proc., 115(1984), 343.
- [146] Golenetskii, S. V. et al., *Nature*, 306(1983), 451.
- [147] Norris, J. P. et al., AIP Conf. Proc., 115(1984), 367.
- [148] Wood, K. S., AIP Conf. Proc., 115(1984), 409.
- [149] Liang, E. P. et al., *Ap. J.*, 271(1983), 766.
- [150] Teegarden, B. J. and Cline, T. L., *Ap. J.*, 236(1980), L 67.
- [151] Matz, S. M., et al., AIP Conf. Proc., 115(1984), 403.
- [152] Nolan, P. L., AIP Conf. Proc., 115(1984), 399.
- [153] Jennings, M. C., AIP Conf. Proc., 115(1984), 412.
- [154] Schaefer, B. E., *Nature*, 294(1981), 722.
- [155] Schaefer, B. E. et al., *Ap. J.*, 275(1983), L 59.
- [156] Schaefer, B. E. et al., *Ap. J.*, 270(1983), L 49.
- [157] Pederson, H., *Ap. J.*, 270(1983), L 43.
- [158] Schaefer, B. E., AIP Conf. Proc., 115(1984), 406.
- [159] London, R. A., AIP Conf. Proc., 115(1984), 581.
- [160] Jennings, M. C., *Ap. J.*, 273(1983), 309.
- [161] London, R. A. and Cominsky, L. R., *Ap. J.*, 275(1983), L 59.
- [162] Hueter, G. J., AIP Conf. Proc., 115(1984), 373.
- [163] Laros, J. G. et al., AIP Conf. Proc., 115(1984), 378.
- [164] Mitrofanov, I. G., *Ap. Space Sci.*, 80(1981), 303.
- [165] Apparao, K. M. V. et al., *J. Ap. A.*, 3(1982); 413.
- [166] Nishimura, J. et al., *Ap. Space Sci.*, 93(1983), 87.

(责任编辑 刘金铭)

Progress in the Research of Strong Magnetic Field and Gamma Ray Bursts

Xu Yueming Qu Qinyue

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

In this paper, the up-to-date research work of very strong magnetic fields ($B = 10^{12} - 10^{13}$ Gauss) is briefly reviewed, with special emphasis on its significance to gamma ray burst theories. It is pointed out that the most urgent subject of this research is the interaction properties between radiation and strongly magnetized plasma. The second part summarizes the elementary properties of cosmic gamma ray bursts, the theoretical interpretations to them, and the problems now troubling the researchers. It is found that the strong magnetic field may greatly affect the gamma ray burst properties. The last part of the paper briefly describes the recent progress and future prospects in the gamma ray burst research.