

# 伽玛射线耀斑物理及观测

甘为群 张和祺

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

## 摘 要

本文简要回顾了 SMM/GRS 对耀斑伽玛射线的观测, 并就耀斑伽玛射线的产生、伽玛射线发射的时间结构及解释、高能粒子的能谱及作用模型、高能辐射的方向性及粒子的加速机制、加速粒子的元素丰富度以及电子占优事件的性质等方面, 简述了目前的研究状况。

## 1 引 言

严格地讲, 伽玛射线光子是指由原子核发射的光子, 而由其他过程(如原子内跃迁)所产生的相同能量的光子, 则称为在伽玛射线波段内的 X 射线光子。但在耀斑研究中, 通常将具有大于 300keV 可测辐射的事件称为伽玛射线耀斑。对于伽玛射线耀斑, 有些具有可测的核反应辐射, 但从电子韧致辐射与核辐射的统计上看, 似乎不存在有无核分量的明显阈值<sup>[1]</sup>, 故很有可能在现有称为伽玛射线耀斑的事件中, 核反应是普遍存在的, 只是有些发射在探测器的灵敏度下观测不到而已。这样看来, 对伽玛射线耀斑的定义与严格的伽玛光子定义并不矛盾, 即意味着伽玛射线耀斑中有核反应存在。

早在 70 年代以前, 人们就知道耀斑爆发伴有强烈的硬 X 射线<sup>[2]</sup>, 这种硬 X 射线暴归结为高能电子的韧致辐射, 这表明太阳耀斑过程中有大量的电子被加速。但如果耀斑过程中同时有大量的高能粒子(如质子、 $\alpha$  粒子、重核子)被加速, 则将会有核反应辐射及中子的产生。这种基于理论计算所提出的预言<sup>[3,4]</sup>, 后来被 OSO-7 的观测所证实。Chupp 等人<sup>[6]</sup>分析了 OSO-7 所观测到的 1972 年 8 月 4 日和 7 日两个大耀斑, 首次发现伽玛射线连续谱及叠加在连续谱上的 4 条谱线, 它们是: 质子俘获中子所产生的 2.223MeV 线, 正负电子湮灭所产生的 0.511MeV 线,  $^{12}\text{C}$  退激发所产生的 4.438MeV 线, 以及  $^{16}\text{O}$  退激发所产生的 6.138MeV 线。这些发现从某种意义上开创了耀斑伽玛射线物理的研究。以后, HEAO-1 的观测<sup>[6]</sup>进一步证实耀斑伽玛射线谱线发射的存在, 并发现高能粒子的加速发生在脉冲相。可是, 真正系统地对耀斑伽玛射线的观测, 是在 80 年代, 即第 21 太阳活动周太阳耀斑专用卫星 SMM 和 Hinotori 上天之后。SMM 发射于 1980 年 2 月 14 日, 寿命终结于 1989 年 11 月。SMM 上的 GRS(Gamma Ray Spectrometer) 从发射

之日起到卫星陨落正常工作近 10 年。从 21 周直到 22 周,成功地获得大量耀斑伽玛射线的资料。据初步统计<sup>[7]</sup>,其中有大于 300MeV 辐射的耀斑约 250 个;大于 10MeV 的耀斑约 25 个;大于 140MeV 辐射的耀斑约 6 个。此外,日本的 Hinotori 在其寿命期间(1981 年 2 月 21 日至 1982 年 7 月),也观测到 50 多个伽玛射线耀斑,其中 8 个具有核分量<sup>[8]</sup>。

与观测进展相适应,耀斑伽玛射线理论研究亦获得空前的发展,成为耀斑研究中的热门。耀斑伽玛射线理论研究所要解决的问题,即耀斑伽玛射线物理的研究意义在于:通过研究高能粒子的能谱、束特性、时间结构等,以搞清高能粒子的加速机制;通过对核谱线时间结构和轮廓的研究,搞清高能粒子的元素丰富度,以及作用区的物理条件诸如温度、密度等;通过将伽玛射线发射与其他波段发射的时间对比,搞清高能粒子在耀斑大气中的传播机制;将伽玛射线与直接探测的高能粒子对比,探讨耀斑发射的物理条件等。太阳上的大尺度、高温和强磁场,为我们提供了地面实验室无法达到的物理条件,研究在这里发生的核物理过程,对核物理本身也是很好的借鉴和启发。同时,相对其他天体而言,太阳离我们最近,深入研究太阳耀斑伽玛射线,将有助于说明宇宙中其他天体的伽玛射线暴。

本文首先简要地回顾了耀斑核辐射产生的物理过程,继而针对耀斑伽玛射线观测给出 SMM/GRS 典型的观测输出,然后重点回顾 SMM/GRS 的观测结果及其研究,最后简述观测及研究展望。有关高能粒子本身的观测及研究的回顾可参见文献 [9],对带电粒子加速机制理论的回顾可参见文献 [10]。

## 2 伽玛射线的产生

耀斑爆发过程中所加速的高能粒子,与太阳大气中的物质作用,会产生中子、正电子、 $\pi$  介子、放射性原子核和核能级受激,中子被质子俘获,正电子被电子湮灭, $\pi$  介子和放射性原子核的衰变,以及受激核能级的退激发,均可产生伽玛射线辐射。

中子的产生主要是通过加速的质子与大气中的  $^4\text{He}$  作用,此时质子的能量必须在 30MeV 以上<sup>[10]</sup>。所产生的中子有一部分逃逸出太阳大气,在地球上可以直接测到<sup>[11]</sup>,也可通过测量由逃逸中子衰变所产生的质子推出中子的信息<sup>[12]</sup>。保留在太阳大气里的中子,在热化过程中被  $^1\text{H}$  或  $^3\text{He}$  俘获,前者通过  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$  反应产生出 2.223MeV 谱线,后者的反应为  $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ ,无光子产生。由于中子热化约需 50s 的时间,2.223MeV 线相对初始能量释放而言是一条延迟线,其延迟时间取决于  $^3\text{He}$  和  $^1\text{H}$  的密度。通过研究 2.223MeV 线随时间的变化,可获得  $^3\text{He}$  的丰富度(如文献 [13], [14])。现在一般认为,中子被质子俘获发生在光球内<sup>[15]</sup>,若耀斑位于日面边缘,2.223MeV 线光子将受康普顿散射影响而大大减弱,即 2.223MeV 线临边变暗<sup>[16,17]</sup>。但 1989 年 9 月 29 日边缘耀斑却是个例外<sup>[18]</sup>。在日面伽玛射线耀斑中,2.223MeV 线是最强的一条谱线(如图 1),它是耀斑中核反应存在的最好指示器。

放射性原子核的  $\beta^+$  衰变可产生正电子,其中最丰富的是  $^{11}\text{C}$ 、 $^{14}\text{O}$  和  $^{15}\text{O}$ ,它们

的半衰期分别为 20.55min, 71s 和 2.06min, 所产生的正电子能量在 1MeV 左右<sup>[19,20]</sup>。正电子也可通过  $\pi^+$  的衰变产生, 能量在 10—100MeV<sup>[21]</sup>。这些正电子在大气中热化后将与周围的电子湮灭产生 2 个 0.511 MeV 的光子, 或通过正电子原子释放出 3 个小于 0.511MeV 的光子。正电子的减速时间与介质的密度和磁场有关。由于作用区密度较高, 与放射性核子的衰变时间相比, 减速时间可忽略不计。因此, 0.511MeV 线的延迟主要反映放射性原子核的衰变时间<sup>[22]</sup>。

加速的高能质子、 $\alpha$  粒子及离子与太阳大气中核子的非弹性散射或原子的核裂变, 导致核子能级处于激发状态, 激发态寿命通常小于  $10^{-12}$ s, 因此, 退激发线是及时的, 被认为是作用高能粒子的及时反映。核反应速率与瞬时加速粒子数有关。对太阳上最丰富的若干元素, 激发截面峰值在 10—30MeV 左右<sup>[23]</sup>, 这意味着退激发线主要是由能量在 10—30MeV 的质子和离子作用引起的。这些退激发线有:  $^{16}\text{O}$ (6.129MeV, 7.12MeV),  $^{12}\text{C}$ (4.438MeV),  $^{56}\text{Fe}$ (0.847MeV, 1.238MeV),  $^{32}\text{S}$ (1.249MeV),  $^{52}\text{Cr}$ (1.334MeV),  $^{24}\text{Mg}$ (1.369 MeV),  $^{55}\text{Fe}$ (1.370MeV),  $^{14}\text{N}$ (1.632MeV, 2.313MeV),  $^{20}\text{Ne}$ (1.634MeV),  $^{23}\text{Na}$ (1.636MeV),  $^{28}\text{Si}$ (1.779MeV),  $^7\text{Li}$ (0.478MeV),  $^7\text{Be}$ (0.439MeV) 等。其中  $^{16}\text{O}$ (6.129MeV) 和  $^{12}\text{C}$ (4.438 MeV) 是最强的两条退激发线。这里所指的波长是静止波长, 即是指高能质子或  $\alpha$  粒子与大气中重核作用所产生的窄线 (即图 1 标识的核线)。如果加速的重核与大气中的质子或  $\alpha$  粒子作用, 由于多普勒位移, 谱线将被严重加宽, 形成所谓宽线, 它将只对连续谱产生贡献。图 1 中在 0.45MeV 处的  $\alpha$ - $\alpha$  是  $^7\text{Be}$ (0.439MeV) 和  $^7\text{Li}$ (0.479MeV) 的混合, 它们是加速的  $\alpha$  粒子与大气中  $\alpha$  粒子相互作用的产物。

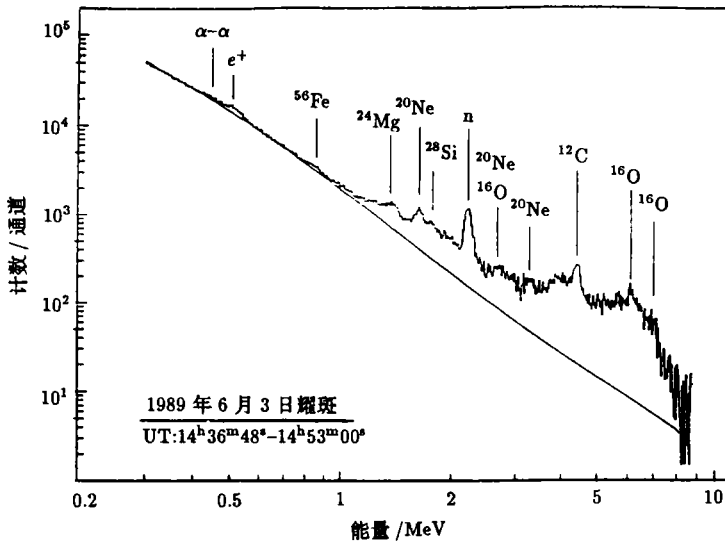


图 1 耀斑伽玛射线暴能谱<sup>[19]</sup>

图 1 所示的核线叠加在连续谱上。一般认为<sup>[24]</sup>, 在 1MeV 以内连续谱来源于电子的韧致辐射; 在 1—8MeV 的贡献为电子韧致辐射和核线作用 (宽线加窄线); 在更高能量

上,是相对论电子韧致辐射和  $\pi^0$  及  $\pi^+$  介子衰变的贡献。关于这点有很多研究,较为公认的有 4—8MeV 伽玛射线辐射主要由核线产生<sup>[25]</sup>;支持它的论据是:在大于 8MeV 后光子数陡然减少(见图 1),这被认为是大于 8MeV 缺乏核线贡献的缘故<sup>[26]</sup>。Rieger 等人<sup>[27]</sup>将小于 1MeV 电子韧致辐射幂律谱延伸至高能方向,从而将幂律谱以上的辐射看成是核贡献。对于大于 10MeV 的辐射,有人认为主要来自电子的韧致辐射<sup>[28]</sup>,也有人认为,对特大耀斑  $\pi^0$  的衰变贡献为主<sup>[29]</sup>,或两者均有作用<sup>[30]</sup>。

### 3 SMM/GRS 对耀斑的观测

有关 GRS 仪器描述见文献 [31]、[32]。这里我们撇开 GRS 仪器本身,仅描述它的观测输出形式,它们包括:

#### 3.1 硬 X 波段观测

GRS 上装有 2 个小型 X 射线探测器,分别称为 X1 和 X2。X1 由于存在严重的 pulse pile-up 效应,对较强的爆发,无法得到正确的计数,故一般不用。X2 有 13—28keV、28—56keV、56—114keV 和 114—200keV 4 个通道,时间分辨率是 1.024s。通过对光子有效面积的换算,可以得到耀斑期间这 4 个能段的 X 射线光子流量随时间的变化,据此可粗略求出 X 射线的能谱及其随时间的变化。

#### 3.2 高时间分辨输出

GRS 上有一 300—350keV 的通道,能够在 0.064s 的时间分辨率下测量耀斑爆发时的计数,从而可供研究耀斑脉冲相精细的时间结构。考虑其有效面积为  $160\text{cm}^2$ ,可将计数化为流量。在 0.064s 分辨率下的最大计数为 15,如超过该值,计数将从 0 点起算,甚至有可能是重复 2 次的超出。故在利用该通道输出结果时,首先应该检查 0.064s 下的计数有无超出。一般只有在极强的耀斑,如 1982 年 6 月 3 日和 1984 年 4 月 24 日耀斑中,才会出现计数的超出。该通道有无计数通常用来判断是否为伽玛射线耀斑。

#### 3.3 4.1—6.4MeV(MCW) 输出

它实际上是由称为 MCW1(4.2—4.6MeV)、MCW2(4.6—5.6MeV) 和 MCW3(5.6—6.4MeV) 三者计数合而为一,时间分辨率为 2s,即观测可直接得到 counts/2s 随时间的变化。一般认为,4.1—6.4MeV 的辐射是核分量的表征。因此,通常从此能段有无发射来区别耀斑是否为伽玛射线谱线耀斑。值得指出的是,此通道的观测结果往往只有时间结构和判断有无核分量的意义,而不能准确地化为流量。这并不是因为有效面积的问题,而是不知道在 2s 分辨率下实际计数的时间(lifetime)。但对于并非特别强的耀斑,可以从主通道 16s 时间分辨率下的计数时间加以估计,近似得到流量随时间的变化。另一点需注意的是背景改正。

#### 3.4 主通道输出

这是 GRS 主要的输出。在 0.284—9.01MeV 之间共有 469 个通道(第 1 个通道编号为 8,最后一个为 476),时间分辨率为 16.384s。通过对计数时间的改正并考虑有效面积随能量的变化,可得到能谱及其随时间的变化。由于计数较弱,通常人们都是将计数在

扣除背景后按时间积分，从而在时间积分能谱上可显示出叠加在连续谱上的谱线发射。当然，对于强耀斑也可考察能谱随时间的变化，如 Rieger<sup>[1]</sup> 通过像方法给出 1984 年 4 月 24 日耀斑 0.3—9MeV 谱随时间的变化。为谨慎起见，大多数作者只是给出计数而不化为光子。有一点需要指出，扣除背景是必不可少的步骤。这里有两种方法：如耀斑持续时间较长，背景变化得厉害，就必须考虑以前后两个轨道周期间的计数为背景，著名的 1981 年 4 月 27 日耀斑就是作此处理<sup>[32]</sup>；如耀斑持续时间不长，背景变化也不很厉害（这从 4.1—6.4MeV 计数随时间的变化可判断），可将耀斑爆发前夕的计数作为背景。作此背景改正，不仅可以消除定标线 ( $^{60}\text{Co}$ ) 的影响，而且可清楚地区分核谱线，以及得到正确的流量、流量积分 (fluence) 和线对比等，从而正确推出加速粒子的性质。但是由于每一通道的能量范围不可能是严格的框函数分布，在诸如 2.223MeV 线波长处的通道计数实际上小于真正的计数，因为有一部分线光子被临近的通道接收了。此效应最近由 Marschhauser<sup>[33]</sup> 作了研究。

### 3.5 大于 10MeV 的观测

有 4 个通道分别称为 HE1(10—25MeV)、HE2(25—40MeV)、HE3(40—65MeV) 和 HE4(65—100MeV)，时间分辨率为 2s。考虑扣除背景和有效面积改正后，可得 4 个能段流量随时间的变化。与 3.2 节同样的问题是，对特别强的耀斑（如 1982 年 6 月 3 日和 1984 年 4 月 24 日耀斑），计数会出现超出。HE1 和 HE2 的极大计数为 510，HE3 和 HE4 的极大计数为 30，超出后从 0 起算。因此，对强耀斑必须考虑扣除该影响。判断一

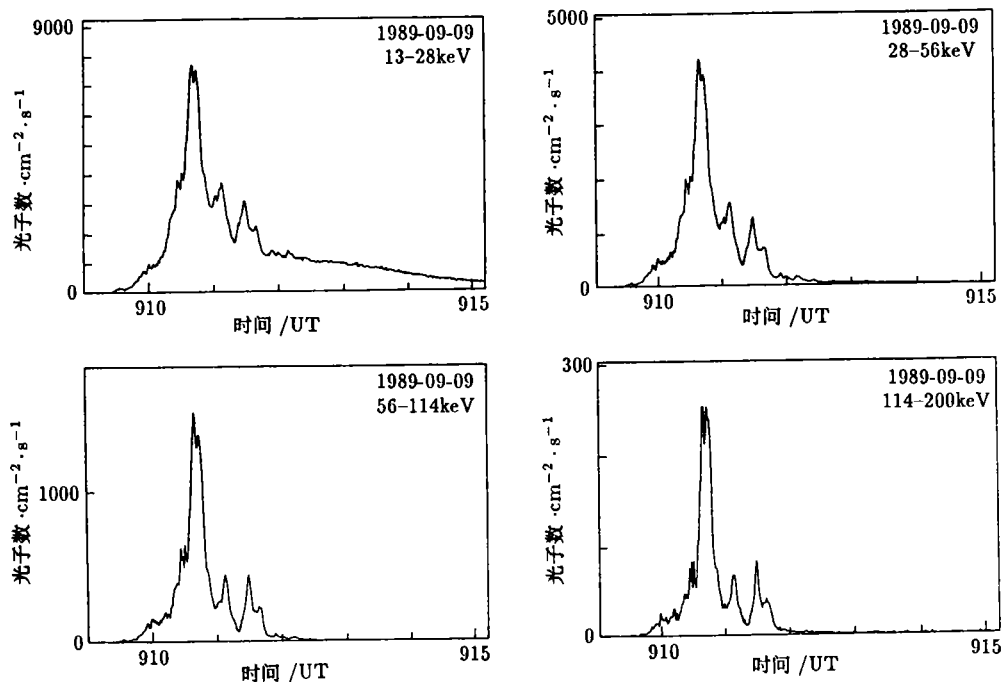


图 2.1 硬 X 射线流量随时间的变化

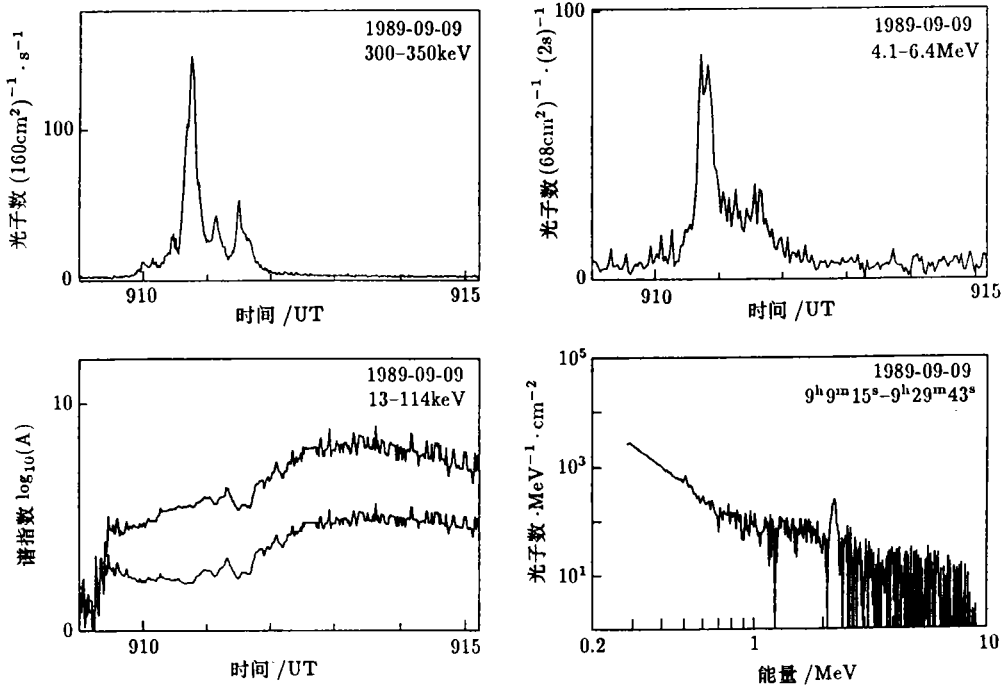


图 2.2 300–350keV、4.1–6.4MeV 流量随时间的变化及伽玛射线能谱。  
左下图为计算的硬 X 幂律谱指数 (上面一条曲线) 及系数 A 随时间的变化

个耀斑有无大于 10MeV 的辐射,就是从此观测得到,著名的大于 10MeV 耀斑日面位置分布图<sup>[34]</sup>即是基于这种观测。

上述输出均是基本输出,人们可根据不同需要对时间进行积分或分解。应该说,自 1980 年以后, SMM/GRS 所有观测结果不外乎这些形式,所有的研究也都是基于这样的观测输出。图 2 系列就 1989 年 9 月 9 日耀斑给出具体的例子,其中 300—350keV 流量图已将 0.064s 的计数叠加成 1s。所有的计数,均已化为光子。

## 4 耀斑伽玛射线观测结果及研究

### 4.1 耀斑的分类

对伽玛射线耀斑而言,从空间直接测量得到的耀斑高能质子总数  $N_{p,esc}$  与从伽玛射线观测推出的高能质子总数  $N_p$  不一致<sup>[24]</sup>。大多数耀斑呈现  $N_{p,esc} < N_p$ ,即大部分加速的高能质子被束缚在太阳大气里。也有一部分耀斑  $N_{p,esc} > N_p$ ,即加速的高能质子大部分逃离太阳大气。 $N_{p,esc}$  与  $N_p$  之差可达正负两个量级<sup>[35]</sup>。Cliver<sup>[36]</sup>等人研究了伽玛射线耀斑 4—8MeV 发射与太阳高能质子事件 (SEP) 的关系,发现伽玛射线耀斑一般总有 SEP 对应,但反过来,有相当一部分 SEP 并无可测伽玛射线发射,其中包括一些

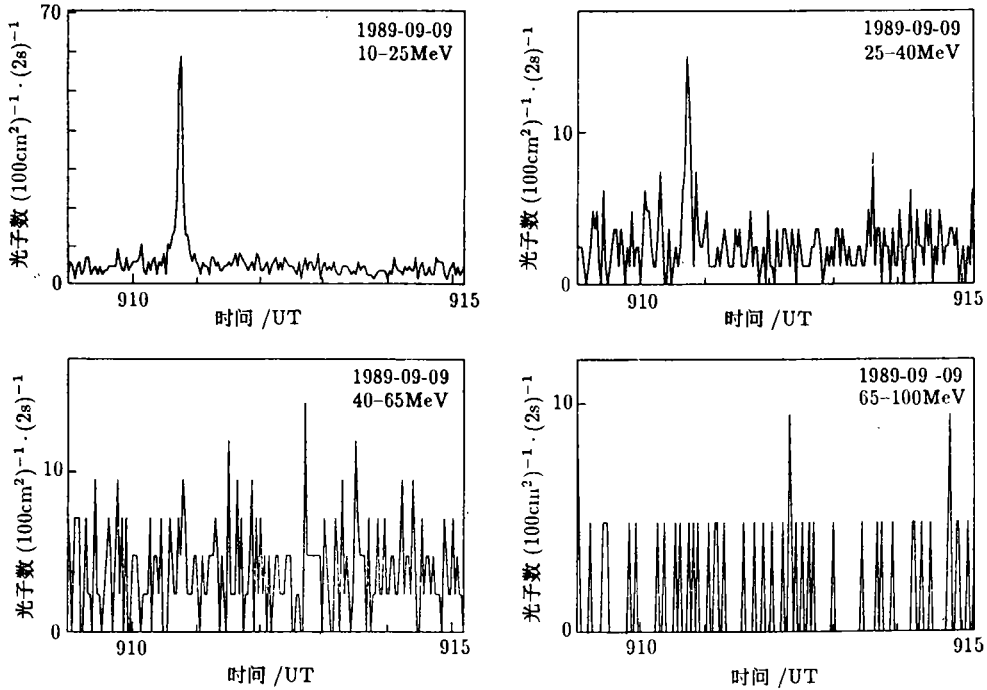


图 2.3 大于 10MeV 四个能道流量随时间的变化

图 2 SMM/GRS 观测的典型输出, 以 1989 年 9 月 9 日耀斑为例

大的 SEP 事件。目前一般认为, 这与耀斑是脉冲型还是渐变型有关。它们的定义如下 [9,37]:

**脉冲型耀斑:** 持续时间短于 10min, 有陡升的硬 X 射线发射和 III 型射电暴,  $H\alpha$  面积较小, 没有或只有弱的 II 型和 IV 型射电暴, 无日冕物质喷射和行星际激波产生, 行星际高能质子流量比从伽玛谱线推出的小, 前者仅占后者的 1%—10%, 但  $e/H$  和  $He/H$  高, 通常  $^3He$  显得比较丰富。

**渐变型耀斑:** 持续时间可长于 1h, 有强的软 X 射线发射及来自日冕环的硬 X 射线发射,  $H\alpha$  耀斑面积可较大, 有强的 II 型和 IV 型射电暴, 伴随日冕物质喷射及行星际激波产生。行星际所测高能粒子总数比从伽玛谱线推得的大,  $e/H$  相对较小, 行星际高能粒子丰富度接近日冕和太阳风。

由此看来, 渐变型耀斑比脉冲型耀斑能够产生更多的行星际高能质子, 是由于日冕上层开放场中激波加速的作用, 致使大部分加速质子可逃逸出太阳大气。脉冲型耀斑中高能质子的加速发生在低日冕闭合环中, 因而大多数加速质子被束缚在太阳大气里。但详细的过程需要深入的研究。

#### 4.2 伽玛射线流量的数量级

SMM 在其寿命期间所观测到的最强耀斑, 如以 HXRBS 峰值计数为准 [38], 前 5 个是

1984-04-24 (2352UT, 231300 count.s<sup>-1</sup>)。1982-06-03(1140UT, 213790 count.s<sup>-1</sup>), 1989-10-19 (1252UT, 202600 count.s<sup>-1</sup>), 1984-05-19 (2150UT, 193700 count.s<sup>-1</sup>) 和 1989-03-06 (1355UT, 185926 count.s<sup>-1</sup>)。但比较它们的伽玛射线发射, 最强的伽玛射线耀斑也许是 1989 年 10 月 19 日, 由于该耀斑极大时 SMM 正好处于夜间, 当 SMM 进入白昼开始进行观测时, 此耀斑已经过了极大, 但当时的伽玛射线发射则几乎与 1984 年 4 月 24 日耀斑相仿。尽管如此, 我们仍以 1984 年 4 月 24 日和 1982 年 6 月 3 日耀斑为例 [29,35], 给出 GRS 观测到的伽玛射线发射极大积分流量的量级概念:

- >270keV: ~2000 光子 · cm<sup>-2</sup>
- >10MeV: ~51 光子 · cm<sup>-2</sup>
- 4—8MeV: ~400 光子 · cm<sup>-2</sup>
- 2.223MeV: ~700 光子 · cm<sup>-2</sup>
- 0.511MeV: ~400 光子 · cm<sup>-2</sup>

至于耀斑伽玛射线积分流量的极小量级与探测器的灵敏度有关, 或许没有真正的下限。

### 4.3 伽玛射线发射的时间结构及其解释

伽玛射线发射与其他能段发射时间结构的对比, 是诊断粒子加速机制的重要方面。相对论电子和高能粒子加速的传统观念是二次加速, 它是 Wild 等人在研究耀斑射电暴时首次提出的 [39], 认为电子首先被加速到 ~100keV, 在此基础上进一步由激波加速到相对论能量, 并产生高能粒子。这一概念一直持续到 SMM 发射以前 [40]。

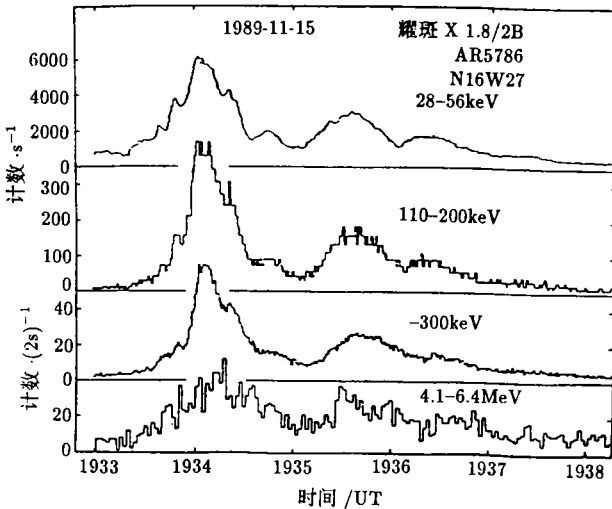


图 3 1989 年 11 月 15 日耀斑不同能道计数随时间的变化 [19]

有关 SMM 的硬 X 与伽玛射线时间结构的观测比较研究是大量的 [41]。综合起来看, 在伽玛射线耀斑中, 伽玛射线发射和硬 X 射线发射同时发生, 但峰值可以是同时, 也可以有延迟 (0.25—120s), 甚至有提前。图 3 给出延迟性 (第一个峰) 和提前性 (第二个峰) 发射的例子 [19]。众所周知, 28—56keV 硬 X 射线发射是由次相对论电子韧致辐射所



产生, 而 4.4—6.1MeV 辐射主要是核分量的贡献, 它是高能粒子的反映, 而大于 10MeV 的辐射是相对论电子的韧致辐射和  $\pi$  介子衰变的贡献。它们的同时发生意味着电子和粒子可以在短时间内 ( $\sim 1s$ ) 同时被加速到  $>10MeV$  和  $\sim 100MeV$ , 即并不需要二次加速过程。但 SMM 的观测并没有排除二次加速的存在, 例如, 1984 年 4 月 24 日和 1982 年 6 月 3 日两个特大耀斑中, 紧接着第一个脉冲爆发, 在大于 25MeV 上呈现一渐变的峰值, 但在 X 波段和 4.1—6.4MeV 波段上, 却没有对应。这大于 25MeV 的辐射被认为是  $\pi^0$  衰变光子的贡献<sup>[42]</sup>, 而造成  $\pi^0$  介子的高能粒子是二次加速的结果<sup>[29,37]</sup>。但也有人认为, 不必用二次加速也可以解释 1982 年 6 月 3 日事件<sup>[43]</sup>。

对于硬 X 射线发射和伽玛射线发射峰值的延迟, 目前有两种解释: 一是归于加速过程, 如二次加速; 二是归于传播过程, 如俘获 / 沉降模型 (Trap plus precipitation model)<sup>[44,45]</sup>, 以及俘获 / 沉降湍动传播模型 (Trap plus turbulent propagation model)<sup>[46]</sup>。目前比较流行的是俘获 / 沉降模型。其基本思想是: 高能粒子从日冕上层各向同性地注入磁环以后, 由于受磁镜力的作用, 大部分粒子将不能直接穿入大气深层, 而被俘获在磁环的两个磁镜面之间运动, 只有小部分投射角较小的粒子, 可直接注入大气深层产生高能发射。被下磁镜反射的粒子具有损失锥分布, 该分布下的粒子在日冕中会出现不稳定性, 从而产生湍动, 使投射角受到散射。在饱和情况下, 从上磁镜反射下的粒子又具有各向同性分布, 使得沉降到大气深层的粒子有一个时间分布。通过调整磁场、环长及注入粒子的时间结构等参数, 可解释伽玛射线与硬 X 射线发射的同时、延迟甚至提前, 也可解释 X 波段低能对高能的延迟<sup>[47]</sup>。Hulot 等人<sup>[48]</sup>用此模型成功地解释了 1980 年 6 月 7 日和 1981 年 4 月 27 日延迟事件。

#### 4.4 高能粒子谱及作用模型

行星际观测的耀斑高能粒子谱有三种形式<sup>[10]</sup>: 幂律谱、刚度指数谱和 Bessel 函数谱。其中刚度指数谱无加速机制对应, 而幂律谱和 Bessel 谱有加速机制对应。幂律谱对应相对论情形下的随机加速或激波加速。Bessel 谱是随机 Fermi 加速下 Fokker-Planck 方程的解, 如设  $\alpha$  为加速效率,  $T$  为平均加速时间, 对非相对论情况其谱为修正的 2 阶 Bessel 函数

$$\frac{dJ}{dE} = E^{3/8} \exp(-(E/(3.26(\alpha T)^2))^{1/4})$$

在相对论情况下谱转化为幂律形式, 谱指数为

$$\delta = \frac{1}{2}(9 + 12/\alpha T)^{1/2} - \frac{1}{2}$$

通常用 Bessel 函数谱和幂律谱来模拟高能粒子能谱。

从伽玛射线谱线推求高能质子谱的常用方法是利用 2.223MeV 线积分流量  $\varphi_{2.22}$  与 4—7MeV 积分流量  $\varphi_{4-7}$  之比, 也可以用  $\varphi_{4.44}/\varphi_{2.22}$ , 一般认为  $\varphi_{4.44}$  占  $\varphi_{4-7}$  三分之一左右<sup>[35]</sup>, 但  $\varphi_{4.44}$  与  $\varphi_{4-7}$  之比却对谱指数不敏感。Ramaty 等人<sup>[23]</sup>分别在厚靶和薄靶模型下, 假定  $N_p(>30MeV)=1$ , 计算了高能中子的产量 (yield) $\theta_n$  和 4—7MeV 核发射的产量  $Q_{4-7}$  之比与谱指数  $\alpha T$  或  $\delta$  的关系。将该关系与实测的  $\varphi_{2.22}/\varphi_{4-7}$  对比发现, 薄靶模型下中子转换成 2.223MeV 光子的效率远远大于 Monte-Carlo 理论模拟结果, 而厚靶模

型下所要求的转换效率却与理论结果一致<sup>[10]</sup>。此外,考查 0.511MeV 线所要求的正电子转化光子的效率,也证明粒子在大气中的作用是满足厚靶模型。Murphy 和 Ramaty<sup>[22]</sup>进一步将  $Q_n/Q_{4-7} \sim \alpha T$  的关系转化为实用  $\varphi_{2.22}/\varphi_{4-7} \sim \alpha T$  关系,并考虑了耀斑在日面上的位置(图 4)。这样,对于给定的伽玛射线谱线耀斑,通过测  $\varphi_{2.22}/\varphi_{4-7}$  之比,即可得到高能质子的谱指数。再通过

$$N_p(> 30\text{MeV}) = 4\pi d^2 \varphi_{4-7} Q_{4-7}^{-1}$$

可得到耀斑高能质子的总数及其所携带的能量。现在一般认为,对高能质子, Bessel 谱要好于幂律谱。GRS 观测给出  $\alpha T$  在 0.015 至 0.035 之间,  $N_p(>30\text{MeV})=10^{31}-3 \times 10^{33}$  之间,大于 1MeV 质子携带总能量为  $5 \times 10^{28}-2 \times 10^{30}\text{erg}$ 。

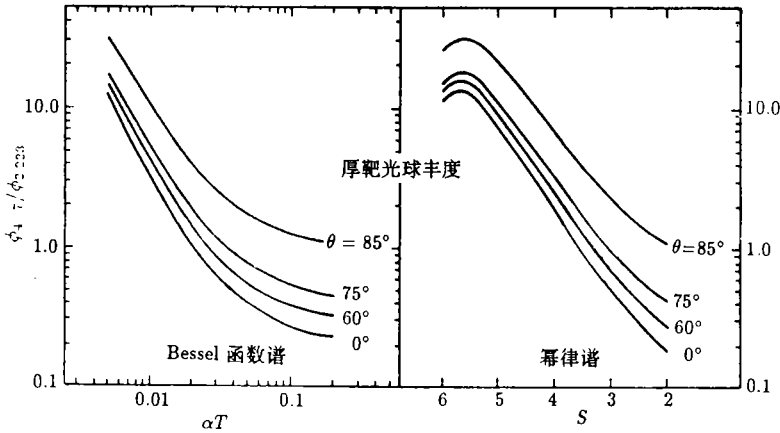


图 4 理论上计算的  $\varphi_{2.22}/\varphi_{4-7}$  与粒子谱指数的关系,  $\theta$  为耀斑所在日心角<sup>[22]</sup>

加速的高能质子注入大气深层会产生次级效应。统计得到,大约 75% 的伽玛射线耀斑是 B 级 H $\alpha$  耀斑。Hudson 和 Dwivedi<sup>[49]</sup> 基于伽玛射线观测研究了高能质子加热大气深层产生白光耀斑连续发射的可能性,指出高能质子可加热上部光球,但对  $\tau_{5000}=1$  处无效。最近, Rieger 和 Gan<sup>[50]</sup> 统计了伽玛射线耀斑与白光耀斑的关系,发现它们之间并不存在严格的相关关系,非伽玛射线耀斑也可以是白光耀斑。

#### 4.5 高能辐射的方向性和加速机制

观测高能辐射的方向性,可推知高能粒子的角分布。而粒子的角分布与粒子的加速机制有关。因此,通过测辐射的方向性原则上可判断粒子的加速机制。直流电场加速的粒子是沿磁力线方向成束,而随机加速的粒子则趋向于呈各向同性分布。

Rieger 等人<sup>[34]</sup> 首次发现,具有大于 10MeV 辐射的伽玛射线耀斑全部位于日面边缘。在统计的 15 个具有大于 10MeV 发射的耀斑中,仅有两个日心角小于  $64^\circ$ ,平均日心角为  $79^\circ$ <sup>[51]</sup>。Vestrand 等人<sup>[52]</sup> 统计显示出,伽玛射线耀斑在日面边缘发生的数目比辐射各向同性预言的要多,25—200keV 以及 0.3—1MeV 幂律谱指数均临边变硬。Bai<sup>[53]</sup> 进一步得到,伽玛射线亮度随日心角增大而增大,边缘耀斑比其发生在日面中心

亮 13 倍。这种伽玛射线耀斑的边缘占优，尤以大于 10MeV 辐射的耀斑纯边缘发生为甚。众所周知，电子的韧致辐射在其运动方向上占优。如果电子垂直向下运动（铅笔束）或受磁镜力作用而切向于太阳表面（扇形束），在边缘的耀斑看上去应比日心的亮<sup>[1,51]</sup>。但 Petrosian<sup>[54]</sup> 考虑了电子在太阳大气中的传播，认为各向同性分布也可解释这临边增亮形象。对此近来有许多研究<sup>[55-57]</sup>。Ramaty 等人<sup>[45]</sup> 在磁环位形下假设高能电子在环顶各向同性注入，当磁场有汇聚时，计算的大于 10MeV 高能辐射的日面分布与观测一致。这一结果意味着，电子沿磁场成束并不是解释大于 10MeV 辐射方向性的必要条件。因此，从现有方向性的观测中，并没有弄清楚区分高能电子的角分布。可是，耀斑中逃逸的中子与高能粒子的初始角分布有关。Hua 和 Lingenfelter<sup>[58]</sup>，通过对 1980 年 6 月 21 日和 1982 年 6 月 3 日两个耀斑中子的空间测量分析，得到高能质子倾向于各向同性分布或扇形分布。Murphy 等人<sup>[59]</sup> 通过研究  ${}^7\text{Li}$ - ${}^7\text{Be}$ ，得到  $\alpha$  粒子的垂直向下分布与观测不符。未来的角分布观测有待于空间两个探测器同时进行<sup>[60]</sup>，或对伽玛射线谱线轮廓进行测量<sup>[19,61]</sup>。此外，谱线的偏振度也与作用粒子的方向有关<sup>[62]</sup>。

#### 4.6 高能粒子丰富度

耀斑中加速高能粒子元素丰富度的测定表明<sup>[24,37,63]</sup>，它们不同于光球、日冕和太阳风中的元素丰富度，前者比后者高得多。耀斑中  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  值是太阳风中的几十到几百倍，重元素丰富度也比光球高几倍到十倍，但却未出现  ${}^2\text{H}$ 、 ${}^3\text{H}$ 、Li、B 等元素丰富度的增加。现在一般认为，伽玛射线耀斑中元素丰富度的特征不是起源于核子，而是选择性加热和加速造成的，等离子体波的共振吸收加热和低频波随机加速是可能的机制。对高能粒子元素丰富度的分析可提供耀斑中波—粒子相互作用的信息。有关高能粒子丰富度的测定与研究可详见文献 [9] 和 [63]。

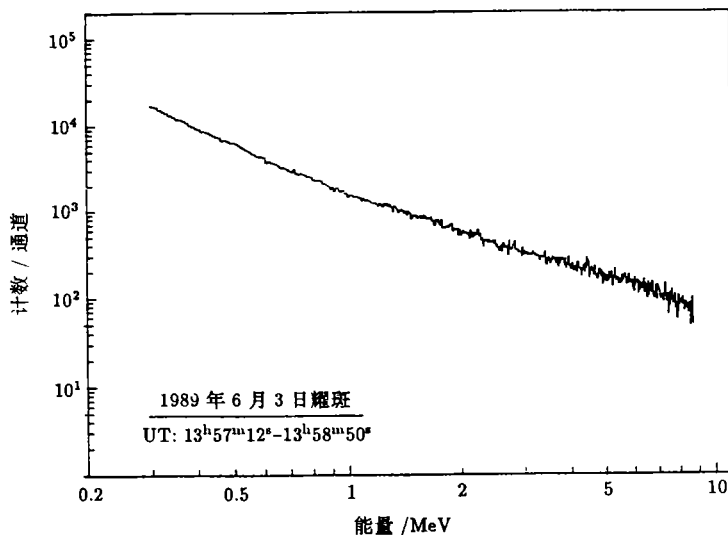


图 5 电子占优事件的能谱例子<sup>[27]</sup>

#### 4.7 电子占优事件 (Electron-dominated events)

电子占优事件的概念由 Rieger 和 Marschhauser<sup>[27]</sup> 提出。有些伽玛射线耀斑中, 0.3—10MeV 积分能谱中核分量不明显, 尤其没有显著的核窄线发射, 其连续谱为硬 X 波段幂律谱的延伸, 此类耀斑即称为电子占优事件。图 5 显示了电子占优事件的能谱例子。进一步研究显示, 电子占优事件还具有如下特点<sup>[64]</sup>: 脉冲型耀斑和渐变型耀斑均可作为电子占优事件; 电子占优事件中伽玛射线和硬 X 射线同时达到峰值, 不存在延迟, 但反之并不一定成立。能谱中大于 8MeV 无明显的强度衰落。这些性质意味着电子的韧致辐射在耀斑能谱中占优势。与一般伽玛射线耀斑相比, 电子占优事件中的幂律谱指数更小, 即有更多的电子在高端, 由于能量高, 电子在大气中穿透得深, 使辐射发射区与磁镜区合而为一, 故延迟消失。但电子占优事件中, 究竟是韧致辐射太强掩盖了核线发射或是根本就没有核线发射, 还有待于进一步研究。

## 5 展 望

SMM/GRS 为我们提供了丰富的耀斑伽玛射线观测结果, 其中最主要的是耀斑核谱线的观测和证认及以此为基础的耀斑伽玛射线物理学。但由于受时间分辨率和能量分辨率的限制, 基于 GRS 观测并不能得到及时的耀斑伽玛射线能谱和谱线轮廓。此外, GRS 也不能严格区分伽玛射线光子和中子。目前, 日本 Yohkoh 卫星上的宽波段光谱仪 (WBS) 与 GRS 相比, 在时间分辨方面有所提高, 但能量分辨率却不及。从 WBS 所获得的 1991 年 10 月 27 日和 1991 年 12 月 13 日两个耀斑结果看<sup>[65]</sup>, 并没有额外的新发现。美国宇航局和欧洲空间局合作的伽玛射线天文台 (GRO), 尽管可以将高能中子和伽玛光子区分开来, 并且能量扩展至 300GeV, 但由于该卫星只是部分地用来观测太阳, 对太阳耀斑的观测存在许多限制。GRO 对 1991 年 6 月 11 日耀斑的观测显示出有大至 1GeV 的发射<sup>[66]</sup>。未来的伽玛射线观测将注重提高时间和能量分辨率, 从而可为研究核线轮廓、加宽机制以及当地大气条件提供实测基础。同时, 若能获得具有空间分辨的耀斑伽玛射线像, 将会更加深入地揭示耀斑伽玛射线发射和粒子加速机制的本质。

**致谢** 本课题由国家自然科学基金委中国科学院基金资助。921-2 项目组也提供一定支持。本文的部分资料是作者之一甘为群在德国马普地外物理所作洪堡研究员期间所搜集, 他愿感谢德国洪堡基金会所给予的资助。

### 参 考 文 献

- [1] Rieger E. Solar Phys., 1989, 121: 323
- [2] Svestka Z. Solar flares. Dordrecht: Reidel, 1976
- [3] Dolan J F, Fazio G G. Rev. Geophys., 1965, 3: 319
- [4] Lingenfelter R E, Ramaty R. In: Shen B S ed. High-energy nuclear reaction in astrophysics. New York: Benjamin, 1967. 99

- [5] Chupp E A *et al.* *Nature*, 1973, 241: 333
- [6] Hudson H S *et al.* *Ap. J.*, 1980, 236: L91
- [7] Vestrand T *et al.* in preparation, 1993
- [8] Yoshimori M *et al.* *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 227
- [9] Reames D V. *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 235
- [10] Ramaty R. In: Sturrock P A, Holzer T E, Mihalas D, Ulrich R K eds. *The physics of the Sun*, Vol. II, Chap. 14. Dordrecht: Reidel, 1986. 291
- [11] Debrunner H, Flueckiger E O, Lockwood J A. *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 259
- [12] Evenson P *et al.* *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 273
- [13] Hua X M, Lingenfelter R E. *Solar Phys.*, 1987, 113: 229
- [14] Trotter G *et al.* *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 337
- [15] Prince T A *et al.* 18th Int. Cosmic Ray Conf. Papers, 1983, 4: 79
- [16] Yoshimori M *et al.* 18th Int. Cosmic Ray Conf. Papers, 1983, 4: 89
- [17] Hua X M, Lingenfelter R E. *Solar Phys.*, 1987, 107: 351
- [18] Vestrand W T, Forrest D J. *Ap. J.*, 1993, 409: L69
- [19] Rieger E. In: Durouchoux Ph, Prantzos N eds. *Gamma-ray lines astrophysics*. New York: AIP, 1991. 421
- [20] Kozlovsky B, Lingenfelter R E, Ramaty R. *Ap. J. Suppl.*, 1987, 316: 801
- [21] Murphy R J, Dermer C D, Ramaty. *Ap. J. Suppl.*, 1987, 63: 721
- [22] Murphy R J, Ramaty R. *Adv. Space Res.*, 1984, 4(7): 127
- [23] Ramaty R, Kozlovsky B, Lingenfelter R F. *Ap. J. Suppl.*, 1979, 40: 487
- [24] Vlahos L *et al.* *Energetic phenomena on the Sun*, NASA, CP-2439, Greenbelt, Maryland, 1986:2-1
- [25] Ramaty R, Kozlovsky B, Suri A N. *Ap. J.*, 1977, 214: 617
- [26] Crannell C J, Crannell H, Ramaty R. *Ap. J.*, 1979, 229: 762
- [27] Rieger E, Marschhauser H. In: Winglee R M, Kiplinger A L eds. *Max'91 SMM solar flares*, Proc. of the Max'91 workshop, Estes Park, Colorado, 1991, [s.l.]:[s.n.], 3: 68
- [28] Mandzhavidze N, Ramaty R. *Ap. J.*, 1992, 389: 739
- [29] Chupp E L. *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 213
- [30] Vestrand W T. *Solar Phys.*, 1988, 118: 95
- [31] Forrest D J *et al.* *Solar Phys.*, 1980, 65: 15
- [32] Chupp E L. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1984, 22: 338
- [33] Marschhauser H. Dissertation, Garching, Max-Planck-Institute, 1992
- [34] Rieger E *et al.* 18th Int. Cosmic Ray Conf., 1983, 10: 338
- [35] Hudson H S. *Solar Phys.*, 1985, 100: 515
- [36] Cliver E W *et al.* *Ap. J.*, 1989, 343: 953
- [37] van Hollebeke M A I, McDonald F B, Meyer J P. *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 285
- [38] Dennis B R *et al.* NASA Technical Memorandum No. 4332, 1991
- [39] Wild J P, Smerd S F, Weiss A A. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1963, 1: 291
- [40] Bai T, Ramaty R. *Ap. J.*, 1979, 227: 1072
- [41] Chupp E L. *Science*, 1990, 250: 229
- [42] Forrest D J *et al.* 19th Int. Cosmic Ray Conf. Papers, 1985, 4: 146
- [43] Guglenko V G *et al.* *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 199

- [44] Hilot E, Vilmer N, Trottet G. *Astron. Astrophys.*, 1989, 213: 213
- [45] Ramaty R *et al.* *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 199
- [46] Bespalov P A, Zatsev V V, Steparov A V. *Solar Phys.*, 1987, 114: 107
- [47] Vilmer N. *Solar Phys.*, 1987, 111: 207
- [48] Hulot H *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1991, 256: 273
- [49] Hudson H S, Dwivedi B. *Solar Phys.*, 1982, 76: 45
- [50] Rieger E, Gan Weiqun. *天文学报*, 1993, 34: 431
- [51] Canfield R C *et al.* *Energetic phenomena on the Sun*, NASA CP-2439, Greenbelt, Maryland, 1986: 3-1
- [52] Vestrand W T *et al.* *Ap. J.*, 1987, 322: 1010
- [53] Bai T. *Ap. J.*, 1988, 334: 1049
- [54] Petrosian V. *Ap. J.*, 1985, 299: 987
- [55] Mackinnon A I, Brown J C. *Astron. Astrophys.*, 1990, 232: 544
- [56] Mctiernan J M, Petrosian V. *Ap. J.*, 1990, 359: 541
- [57] Mctiernan J M, Petrosian V. *Ap. J.*, 1991, 379: 381
- [58] Hua X M, Lingenfelter R E. *Ap. J.*, 1987, 323: 779
- [59] Murphy R J *et al.* In: Johnson W N ed. *Proc. of GRO science workshop*, Garching, Germany, 1989, [s.l.]:[s.n.], 4: 4-389
- [60] Vestrand W T, Ghosgh A. *20th Int. Cosmic Ray Conf. Papers*, 1987, 3: 57
- [61] Werntz C, Lang F L, Kim Y E. *Ap. J. Suppl.*, 1990, 73: 349
- [62] Sawa Z P. *Solar Phys.*, 1986, 107: 167
- [63] Murphy R J *et al.* *Ap. J.*, 1991, 371: 793
- [64] Gan Weiqun, Rieger E. *private communication*, 1992
- [65] Yoshimori M *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1992, 44: L107
- [66] Kanbach G *et al.* *Astron. Astrophys. Suppl.*, 1993, in press

(责任编辑 刘金铭)

## The Physics of Gamma-ray Flares and Their Observations

Gan Weiqun Zhang Heqi

(Purple Mountain Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Nanjing 21008)

### Abstract

The gamma-ray emissions of solar flares reflect the presence of energetic ions and nuclear reactions during flare processes. In this review paper, after brief discussion on the gamma-ray observations by SMM/GRS, we focus on present gamma-ray physics of solar flares, which include: the production of gamma-rays, the temporal behavior and its explanation, the spectra of energetic particles and their interaction models, the directivity of gamma-rays and its significance, the abundance of energetic particles, and properties of electron-dominated gamma-ray events.