

利用宇宙线大气簇射的时空特征分辨原初 γ 射线*

冯存峰¹⁾ 张学尧 王永刚 薛良 马丽娜 李金玉 张乃健

(山东大学物理系 济南 250100)

摘要 利用 Monte Carlo 模拟程序模拟甚高能区原初 γ 射线和质子大气簇射过程, 分析 γ 射线和质子簇射在观测平面上的时空结构, 利用大气簇射次级粒子到达时间涨落和空间横向分布特征, 进行原初 γ 射线成分和质子成分的有效分辨, 为中意合作羊八井 ARGO 实验进行 γ 点源的寻找提供了降低强子本底的方法, 该工作还估计了该分辨方法对 γ 信号显著性的影响.

关键词 γ 射线 大气簇射 时空结构 原初分辨 ARGO 实验

1 引言

宇宙线的研究为宇宙的起源、天体的演化提供了重要信息, 由于 γ 射线在传播过程中不受空间磁场的偏移, 能直接给出产生源的相关信息, 另外, TeV 能级的 γ 射线在宇宙中传播时, 会受到红外背景的强烈吸收而无法到达地面, 能否观测到 TeV 能级的 γ 射线可直接对高能 γ 射线是否宇宙学起源给出回答.

由于采样面积有限, 空间探测器只能对 30GeV 下的宇宙线进行有效测量, 更高能量的事例主要依靠地面 EAS 阵列观测. 西藏羊八井 ARGO 实验是“地毯式”RPC (Resistive Plate Chamber) 阵列, 该实验具有地理位置优越、阈能低和采样面积大等特点, 其主要目标就是 TeV 能区的 γ 源或 γ 暴的寻找^[1]. 但一般认为 γ 射线的流强不到宇宙线总流强的 1%, 如何剔除宇宙线中的强子背景是有效观测 γ 射线的重要问题.

由于 RPC 具有很好的时间分辨率(约 1ns)和较好的空间分辨率(原则上可达约 1cm, ARGO 约 $(50 \times 50)\text{cm}^2$), 所以 ARGO 实验将能很好地记录下大气簇射的时间和空间特征. 本工作利用大气簇射模拟和探测器模拟结果, 分析 γ 射线和质子簇射的空间和时间分布特征, 寻找有效分辨 γ 射线、强子的方法,

为提高 ARGO 实验的探测效率提供依据.

2 西藏羊八井 ARGO 实验简介

ARGO 实验位于西藏羊八井(东经 90.53° , 北纬 30.11°), 海拔高度 4310m, 由单层阻性板计数器 RPC 组成“地毯式”阵列, 有效覆盖面积达 95% 以上. ARGO 阵列中心是由 RPCs 组成的 $(74 \times 78)\text{m}^2$ 的全覆盖式阵列, 每个 RPCs 的大小为 $(280 \times 125)\text{cm}^2$. 中心探测器的周围 $(100 \times 100)\text{m}^2$ 的地方放置部分 ($\sim 50\%$) RPCs, 扩大探测簇射的基准面积. 0.5cm 厚的铅板均匀的覆盖在 RPCs 板上, 增加由簇射光子转换为带电粒子的数量, 可降低能量下限和簇射前沿到达时间波动. RPCs 的信号由 $6\text{cm} \times 62\text{cm}$ 的读出条给出, 它是确定簇射空间平面的基本元件, 8 个读出条的“快 OR”信号用于测量时间和触发. 8 个读出条定义 $(56 \times 62)\text{cm}^2$ 的逻辑 PAD, 是确定簇射时间平面的基本单元.

3 广延大气簇射模拟和探测器模拟

本工作对不同能段的原初质子和 γ 射线在大气和探测器中的簇射过程进行细致模拟. 具体模拟条件如下:

2003-03-24 收稿

* 国家自然科学基金(10120130794), 山东省自然科学基金(Y2002A07)资助

1) E-mail: fengcf@hepg.sdu.edu.cn

a) 广延大气簇射模拟

本文使用 CORSIKA6.0 进行广延大气簇射模拟. 该程序有多种强相互作用模型可以选择, 本工作在 高能段选择 QGSJET, 低能段选择 GHEISHA, 选择 EGS4 进行电磁作用过程的模拟. 本工作仅对垂直入射的原初质子和 γ 射线成分进行模拟, 原初能量分为两个能段, 低能段: 0.1—1TeV; 高能段: 1—10TeV, 质子和 γ 射线在低能段各模拟 50,000 事例、高能段模拟 1,000 个事例. 不同原初能量的事例数按微分能谱:

$$N(E)dE = N_0 E^{-2.7} dE \quad (1)$$

进行抽样. 观测面高度取羊八井高度(4300m).

b) ARGO 阵列探测器模拟

GEANT 是由欧洲核子研究中心 (CERN) 研究开发的一个大型、通用的高能物理实验探测器的模拟程序包, ARGO-G 是由 ARGO 合作组根据 GEANT 开发的 ARGO 阵列的模拟程序, 该程序较真实地描述了该阵列的结构. 为了尽量排除噪音的干扰, ARGO 实验在线电子学设置了多级触发判选条件, 该模拟程序也模拟了该触发条件, 获取数据的时间窗口取为 $T_w = 400\text{ns}$.

本工作仅模拟了簇射芯位打在探测器阵列中心的事例, 即簇射中心正好位于阵列中心. 在模拟程序中每个 RPC 探测器的探测效率设为 95%. 把大气簇射模拟结果作为探测器模拟的输入, 经过探测器模拟后得到的触发条件的事例数见表 1.

表 1 大气簇射模拟事例数和满足探测器触发条件的事例数

原初能量/TeV	0.1—1		1—10	
原初成分	质子	γ 射线	质子	γ 射线
大气簇射模拟事例数	50,000	50,000	1,000	1,000
通过探测器的事例数	1,357	7,884	587	993

4 簇射前沿结构特征及 γ 射线、质子分辨

4.1 簇射前沿次级粒子的横向分布

ARGO 阵列可以记录下一个簇射击中探测器的所有次级粒子的位置和时间信息, 由此可以得到每个事例簇射前沿的空间和时间结构.

许多工作表明, 质子和 γ 射线簇射的横向分布不同^[2]. 定义单个簇射的平均横向分布宽度 $\langle R \rangle$ 为

$$\langle R \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N R_i, \quad (2)$$

N 为一个簇射中在时间窗口 ($T_w = 400\text{ns}$) 内观测到的总击中数, R_i 是第 i 个击中到簇射中心 (即阵列中心) 的距离. 根据探测器模拟结果, 不同能量的质子和 γ 射线簇射的平均横向宽度分布如图 1, 其分布的平均值见表 2. 可以看出, 质子和 γ 射线簇射的分布宽度都将随原初能量增加而变窄, 但质子引起的簇射明显比 γ 射线簇射宽, 这是由于 γ 射线簇射是由纯电磁簇射过程产生的, 而质子簇射则存在强相互作用, 存在大角度散射, 所以次级粒子空间分布较宽.

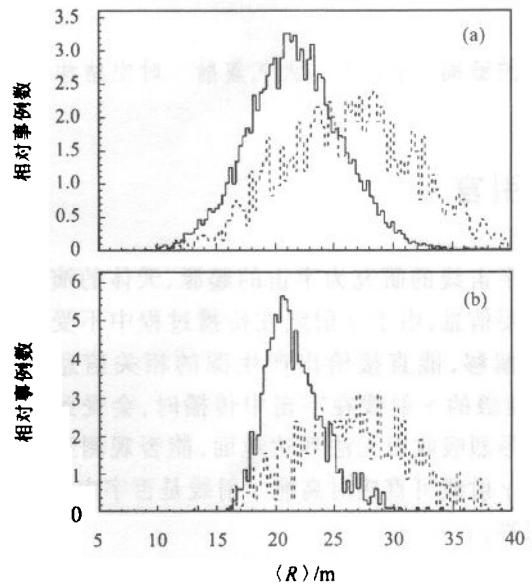


图 1 质子和 γ 射线平均横向宽度分布
原初能段分别为 0.1—1TeV(a) 和 1—10TeV(b), 实线为 γ 射线, 虚线为质子.

4.2 簇射前沿的时间结构

RPC 探测器具有很好的时间分辨率 (ns 级), 能够精确纪录每个次级粒子击中探测器的时间. 以最先到达观测面的时刻作为该簇射的 0 时刻, 可以得到其他次级粒子到达观测面的时刻 t_i , 即其他次级粒子相对第一个到达的粒子的时间延迟. 定义每一个簇射的所有次级粒子平均到达时间 $\langle t \rangle$ 为 $\langle t \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N t_i$, t_i 为第 i 个次级粒子到达时间, N 为在给定的时间窗口内到达观测面的次级粒子数.

在一个簇射中, 次级粒子到达时间的涨落反映簇射前沿的厚度, 到达时间涨落为^[3]

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (t_i - \langle t \rangle)^2} \quad (3)$$

根据模拟结果,不同能量的质子和 γ 射线簇射的时间涨落 σ 的分布如图 2,其分布的平均值见表 2. 由表 2 可见,质子的到达时间涨落 σ 比 γ 射线簇射略大,即质子簇射前沿锋面平均比 γ 射线簇射偏厚.

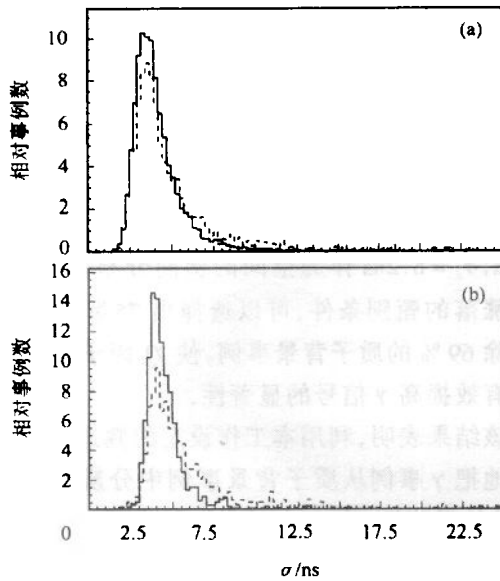


图 2 质子和 γ 射线簇射的到达时间涨落分布
原初能段分别为 0.1—1TeV(a)和 1—10TeV(b),实线为
 γ 射线,虚线为质子.

表 2 不同能量的质子和 γ 射线簇射的平均横向宽度
分布的平均值和到达时间涨落分布的平均值

原初能量/TeV	0.1—1		1—10	
	质子	γ 射线	质子	γ 射线
原初成分				
$\langle R \rangle$ 分布平均值/m	26.24	21.65	26.48	21.68
σ 分布平均值/ns	6.2	4.3	6.4	4.6

4.3 质子与 γ 射线簇射的分辨

由于质子和 γ 射线簇射过程不同,其次级粒子横向分布和到达时间分布不同,这为原初 γ 射线、质子成分分辨提供线索. 以每个事例的平均横向宽度 $\langle R \rangle$ 为横坐标,到达时间涨落 σ 为纵坐标,得到所有质子、 γ 簇射的分布如图 3. 可见, γ 簇射事例的 $\langle R \rangle$ 和 σ 值比质子事例偏小,如果合理选择一个 R_c 和 σ_c 值作为判选条件,则在 $\langle R \rangle$ 小于 R_c 和 σ 小于 σ_c 的区域(称为 γ 区),可以保留大部分 γ 事例而剔除更多的质子事例,实现 γ 射线与质子簇射的分辨. 根据该判选条件,定义 γ 簇射的判选率 $\epsilon_\gamma = n_\gamma / N_\gamma$, n_γ 为 γ 区($\langle R \rangle < R_c$ 且 $\sigma < \sigma_c$)中的 γ 事例数, N_γ 为总的 γ 事例数;质子事例的判选率 $\epsilon_p = n_p / N_p$, n_p 为 γ 区外($\langle R \rangle > R_c$ 或 $\sigma > \sigma_c$)的质子事例数, N_p 为

总的质子事例数. 显然,增加 R_c 和 σ_c 的值, ϵ_γ 将会增加,但 ϵ_p 将会变小,如何合理选择 R_c 和 σ_c 的值,关键是能否提高信号的显著性.

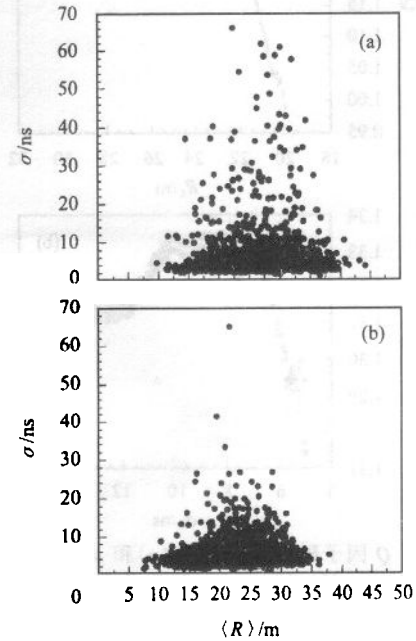


图 3 γ 和质子簇射事例的 $\langle R \rangle - \sigma$ 的分布
(a) 质子; (b) γ 射线.

4.4 对信号显著性的影响

利用 γ 区的方法可以剔除部分质子本底,从而提高信号的显著性,但由于同时损失部分 γ 事例,又会降低 γ 信号的显著性,所以合理选择判选条件是有效提高 γ 信号显著性的关键. 信号的显著性与 Q 因子成正比, Q 因子定义为: $Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{1 - \epsilon_p}}$, 其中 ϵ_γ , ϵ_p 是 γ 射线和质子事例在给定判选条件下的判选率,他们是判选条件的函数,所以 Q 也是判选条件 R_c 和 σ_c 的函数. 图 4 给出 Q 因子随 R_c ((a)图)和 σ_c ((b)图)变化. 其中(a)图仅选择了 $7\text{ns} < \sigma_c < 10\text{ns}$ 的事例,可见当 $24\text{m} < R_c < 25\text{m}$, Q 因子取得最大值 (> 1.3),且在该范围内, Q 的值变化不大,即如果探测器阵列测量空间位置的误差小于 1m,可忽略该测量误差对 Q 值的影响;图 4(b)仅选择了 $24\text{m} < R_c < 25\text{m}$ 的事例,在 $8\text{ns} < \sigma_c < 10\text{ns}$ 处, Q 值最大,且随 σ_c 的变化不大,即若探测器的时间误差小于 2ns,同样可忽略时间测量误差对 Q 值的影响.

根据对模拟结果的分析表明,当选择 R_c 和 σ_c 的值分别为 24.5m, 8.2ns, Q 值取得最大为 1.34,此时质子的判选率为 69%, γ 事例的判选率为 75%.

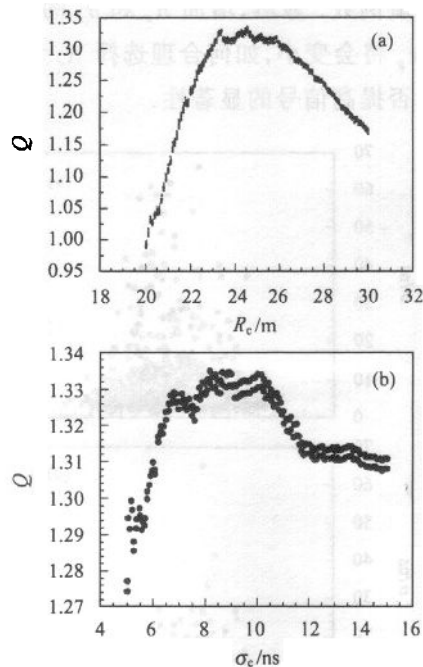


图 4 Q 因子随判选条件 R_c (a) 和 σ_c (b) 的变化

假设在实验数据分析中,不进行粒子分辨,可以得到 γ 射线源的信号显著性为 4.5. 使用该判选方法后,信号的显著性将会达到 6.03, 达到宇宙线实验中有确切信号存在的要求.

5 讨论

本工作通过对模拟结果的分析表明, γ 射线和质子簇射的次级粒子空间的横向分布宽度和到达时间涨落的分布不同, 利用这一特征, 选择 $R_c = 24.5m$, $\sigma_c = 8.2ns$ 作为空间的横向分布宽度和到达时间涨落的甄别条件, 可以选择出 75% 的 γ 事例, 而排除 69% 的质子背景事例, 使 Q 因子到达 1.34, 从而有效提高 γ 信号的显著性.

该结果表明, 利用本工作设定的判选条件, 可以有效地把 γ 事例从质子背景事例中分辨出来, 提高 γ 信号的显著性.

参考文献 (References)

- 1 TAN You-Heng. HEP & NP, 1999, 23(2):103 (in Chinese)
(谭有恒. 高能物理与核物理, 1999, 23(2):103)
- 2 KONG Fan-Min, FENG Cun-Feng, ZHANG Xue-Yao et al. Chin. Jour. of Computational phys. 2000, 17(3):280 (in Chinese)
(孔繁敏, 冯存峰, 张学尧等. 计算物理, 2000, 17(3):280)
- 3 Haeusler R, Badea A F, Rebel H et al. Astropart. Phys., 2002, 17: 421

Identification of Primary γ -Rays by the Characteristics of Time-Space Structure of the Cosmic-Ray Air Showers*

FENG Cun-Feng¹⁾ ZHANG Xue-Yao WANG Yong-Gang XUE Liang MA Li-Na
LI Jin-Yu ZHANG Nai-Jian

(Department of Physics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)

Abstract The time-space structure of particles for individual air showers induced by primary γ -rays and protons at the observation level is analysed by Monte Carlo simulation. It is shown that air showers induced by the primary γ -rays can be effectively separated from the air showers induced by protons (background) using the combination cuts on the arrival time fluctuation and the lateral distribution width of secondary particles in air showers. This method can be used for reducing the background of hadrons in searching for γ -ray point sources for ARGO experiment cooperated by China and Italy at Yangbajing. The effect of this method on the significance of γ -ray signals is also estimated.

Key words γ -ray, air shower, time-space structure, identification of primary particle, ARGO experiment

Received 24 March 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10120130794), Natural Science Foundation of Shandong Province (Y2002A07)

1) E-mail: fengcf@hepg.sdu.edu.cn