



中国科学院大学  
University of Chinese Academy of Sciences

# 博士学位论文

基于 LHAASO 实验限制洛伦兹破缺能标和测量宇宙线电子能谱

作者姓名: 熊峰

指导教师: 何会海 研究员 中国科学院高能物理研究所

武莎 副研究员 中国科学院高能物理研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院高能物理研究所

2024 年 6 月



**The Constraint on Lorentz Violation and the Measurement of  
Cosmic-Ray Electron Spectrum based on the LHAASO  
Experiment**

A dissertation submitted to  
**University of Chinese Academy of Sciences**  
in partial fulfillment of the requirement  
for the degree of  
**Doctor of Philosophy**

**in Particle Physics and Nuclear**

By

**Zheng Xiong**

**Supervisor: Professor HE Huihai**

**Co-supervisor: Associate Professor WU Sha**

**Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences**

**June, 2024**



## **中国科学院大学**

### **学位论文原创性声明**

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。承诺除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体享有著作权的研究成果，未在以往任何学位申请中全部或部分提交。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人或集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：

日 期：

## **中国科学院大学**

### **学位论文授权使用声明**

本人完全了解并同意遵守中国科学院大学有关收集、保存和使用学位论文的规定，即中国科学院大学有权按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则，保留并向国家指定或中国科学院指定机构送交学位论文的电子版和印刷版文件，且电子版与印刷版内容应完全相同，允许该论文被检索、查阅和借阅，公布本学位论文的全部或部分内容，可以采用扫描、影印、缩印等复制手段以及其他法律许可的方式保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

导师签名：

日 期：

日 期：



## 摘要

“高海拔宇宙线观测站”(Large High Altitude Air Shower Observatory, LHAASO)是新一代的高海拔具备复合探测技术的宇宙线探测器阵列，于 2021 年 7 月份开始全面运行。凭借着其巨大的有效面积，强大的宇宙线背景排除能力，多种探测手段和全天候工作的特点，LHAASO 在甚高能区和超高能区分别是国际上最灵敏的伽马巡天探测器。在全阵列运行的两年半里，LHAASO 观测到了人类有记录以来的最高能伽马射线暴 (Gamma Ray Burst, GRB) GRB 221009A 的甚高能余晖伽马射线，其中部分光子甚至达到了现有理论所无法解释的 TeV 量级；发现了银河系内其实普遍存在百 TeV 的伽马源，部分能谱甚至延伸到了 PeV 量级。

一方面，LHAASO 对伽马射线的观测结果揭示了河内可能存在将宇宙线加速到数十 PeV 的天体源，刷新了人们对宇宙线加速和起源问题的认知。另一方面，观测结果暗示了在高能天体的过程里宇宙学里的反常现象可能是由于目前人们对更底层的物理机制理解有所局限——作为相对论基本对称性之一的洛伦兹不变性可能会在某个能量标度之上出现破缺。如果洛伦兹不变性破缺 (Lorentz Invariance Violation, LIV) 成立，这说明目前相对论描述的时空理论仍然是一个低能有效理论，其背后可能有更加普适的量子引力理论 (Quantum gravity, QG)，甚至是合并四种相互作用的万物理论 (Theory of Everything, TOE) 在等着人们探索。

基于 LHAASO 在伽马观测里提供的前沿知识和在实验测量里提供的性能优势，本文的工作主要分为以下三个方面：

(1) **利用 UHE 伽马源能谱 (单光子) 观测结果限制洛伦兹破缺能标。** 目前有很多工作利用 GRB 发射高能伽马光子和存在宇宙学距离的两个特征，通过光子飞行时间延迟限制洛伦兹破缺能标。但是目前人们对 GRB 的光子发射机制理解存在局限性，无法确切分辨飞行时间延迟是由于洛伦兹破缺还是由光子发射机制所导致的。本文的第一个工作则是研究了洛伦兹对称性破缺引发光子衰变和光子分裂两个物理过程。这两个物理过程的存在会让宇宙对伽马光子不再透明，以至于天体源的伽马能谱出现截断，甚至是禁戒我们观测到高能伽马光子。而 LHAASO 已经观测到了数个伽马源具有百 TeV 无截断行为的能谱和来自部分天体源的极高能 PeV 单光子事例，通过拟合能谱截断的下限和分析单光子事例的能量下限给出了洛伦兹破缺能标下限，其中利用极高能单光子事例可以通过一阶光子衰变反应过程对洛伦兹破缺能标做最为严苛的限制，达  $1.7 \times 10^{33}$  eV。

(2) **测量 10 TeV 之上的宇宙线电子能谱。** 宇宙线中占比微小的电子由于会在星际磁场和辐射场中快速冷却使其在宇宙间传播能力受限，于是测量宇宙线电子成了一种研究临近宇宙线起源的独特手段。目前测量结果表明：正负电子在百 GeV 处有完全不一样的流强和能量依赖关系，这表明宇宙线电子除了由宇宙线核传播中产生的二次电子贡献之外，可能具有来自天体源的电子注入贡献或来自暗物质湮灭等新物理机制的贡献。但是，在 TeV 之上电子能谱出现软化并以单一

幂律下降，让人们无法判断临近电子源的特征。LHAASO-KM2A 阵列正好在百 TeV 处宇宙线背景的排除能力达到最大，本文的第二个工作正是通过对电子和宇宙线背景的模拟数据逐能量得到了轻子/强子鉴别参数的分布，再与实验观测结果对比拟合出了不同能量下宇宙线电子的比例。在减小模拟/数据不一致性后，通过利用新的能量重建公式和解谱方法首次得到了能量在  $[10^{1.0} \text{ TeV}, 10^{2.4} \text{ TeV}]$  范围内宇宙线电子能谱 90% 置信上限的结果。LHAASO 的观测结果在数十 TeV 处暂不能让我们排除多个天体源贡献的解释，但是在百 TeV 处的测量结果有可能限制其他潜在的天体源贡献。

(3) 针对 LHAASO 在数十 TeV 能段对宇宙线鉴别能力有限只能给出电子流强上限的情况，提升轻子/强子鉴别能力。本文的第三个工作讨论了一种提升 KM2A 的轻子/强子鉴别能力的方法——利用位于 LHAASO 正中心的 WCDA 阵列用于辅助 KM2A 阵列测量簇射中的缪子成分信息构造鉴别参数。基于对电磁成分和缪子成分在簇射横向分布和探测器响应差异中的特性，我提出了一种利用无吸收介质覆盖的水切伦科夫探测器挑选缪子的方法，并通过 WCDA 全阵列模拟评估了该方法测量簇射远芯区的缪子成分的可行性和挑选性能。基于 KM2A 和 WCDA 对宇宙线事例测量的一一匹配事例，我用 KM2A-MD 探测器的缪子测量结果交叉检验了 WCDA 挑选缪子性能，对比结果和模拟预期相符合。最后我利用 KM2A 的贫缪事例测试 WCDA 的缪子挑选能力——在提供了额外近  $37,650 \text{ m}^2$  有效缪子探测面积的情况下，WCDA 帮助 KM2A 提高了轻子/强子鉴别能力。利用无吸收介质覆盖的水切伦科夫探测器测量缪子的方法为计划中的“南半球广视场伽马天文台”(Southern Wide-field Gamma-ray Observatory, SWGO) 提供了新的提高轻子/强子鉴别思路。与此同时，用 KM2A-WCDA 联合测量宇宙线簇射的手段去提升数十 TeV 能段 LHAASO 实验的轻子/强子鉴别能力，也使得测量数十 TeV 至百 TeV 之间的宇宙线电子成为了可能。

**关键词：**LHAASO-KM2A, WCDA, 洛伦兹破缺, 宇宙线电子, 缪子探测

## Abstract

The “Large High Altitude Air Shower Observatory” (LHAASO), which commenced full operation in July 2021, represents a new-generation hybrid-detection high-altitude cosmic ray observation. Leveraging its superior effective aperture, unprecedented cosmic ray background rejection capabilities, diverse detection methods, and all-weather operation, the LHAASO has stood as the most sensitive gamma-ray sky-surveying facility in the international community for the Very-High-Energy (VHE) and Ultra-High-Energy (UHE) regimes, respectively. Throughout two and a half years of full array operation, LHAASO has observed the gamma afterglow of the highest-energy gamma-ray burst (GRB) ever recorded, GRB 221009A, including photons reaching TeV levels that defy existing theoretical explanations. Additionally, LHAASO has discovered gamma-ray sources within the Galaxy with energies in the hundreds of TeV range, with some of the spectra extending into the PeV regime.

On the one hand, these observations reveal the possibility of astrophysical sources within the Galaxy capable of accelerating cosmic rays to tens of PeV, challenging our understanding of cosmic ray acceleration and origins. On the other hand, they suggest that anomalous phenomena in high-energy astrophysics may be due to limitations in the current understanding of fundamental physics. There is the possibility that Lorentz Invariance (LI), the basic symmetry of the Relativity, would be violated at certain energy scales. General relativity itself is expected to be the low energy effective field theory of a full theory of Quantum Gravity (QG) once the violation of Lorentz Invariance (LIV) is confirmed, and the latter would pave the way for a broader unification of the four fundamental interactions in a Theory of Everything (TOE).

To fully utilize the cutting-edge knowledge on cosmic rays so far and instrumental features in measurement provided by LHAASO, this dissertation’s work primarily encompasses three aspects:

(1) **Lorentz Violation Constraints from UHE Astrophysics Spectra (Single Photon) Observations:** Current efforts utilize the Time-of-flight analyses based on the cosmological VHE photons from GRBs. However, limitations in understanding GRB photon emission mechanisms hinder precise distinction between arrival delays of cosmological photons induced by Lorentz violation and those arising from photon emission mechanisms. This dissertation’s first work explores two LV-induced scenarios, the photon decay process and the photon splitting process, which render the Universe opaque to gamma-ray photons, resulting in the suppression of gamma-ray spectra or even the forbidden of the photons from UHE astrophysical sources. By analyzing three astrophysics spectra with continuation behavior and UHE single photon events based on

the Kilometer Square Array (KM2A) observation, Lorentz violation energy scale lower limits are derived, with stringent constraints obtained from UHE single photon events  $1.7 \times 10^{33}$  eV.

(2) **Measurement of Cosmic-Ray Electron Spectrum extending to energies above tens of TeV:** Cosmic-ray electrons, though a minor component of cosmic rays, offer unique insights into local cosmic ray origins, as they rapidly cool in interstellar magnetic and radiation fields. Current measurements show that the electron and positron spectra have distinctly different magnitudes and energy dependencies around hundreds of GeV, hinting at additional contributions from astrophysical sources or new physics mechanisms such as dark matter annihilation. However, above TeV energies, the electron spectrum exhibits softening and follows a flat power law, obscuring characteristics of nearby potential sources. Based on LHAASO-KM2A's optimal cosmic ray background rejection capabilities around hundreds of TeV, the second work of this dissertation derives lepton/hadron discrimination parameters through simulation of electron and cosmic ray background data at various energies, yielding results for the cosmic-ray electron spectrum (or 90% upper limit) within the energy range  $[10^{1.0} \text{ TeV}, 10^{2.4} \text{ TeV}]$  for the first time, after reducing simulation/data inconsistencies and employing new energy reconstruction formulas and spectral analysis techniques. LHAASO's observations currently do not allow us to exclude explanations involving contributions from astrophysical sources at tens of TeV, but provide more restrictive information in the hundreds of TeV ranges, potentially constraining other potential astrophysical source contributions.

(3) **Enhancing Lepton/Hadron Discrimination Capability, addressing limitations in lepton discrimination capability of KM2A at tens of TeV:** The third work discusses a method to enhance KM2A's lepton/hadron discrimination capability using muon component information measured by the Water Cherenkov Detector Array (WCDA) positioned at the center of LHAASO. Utilizing characteristics of electromagnetic and muon components in the lateral distribution of showers and detector response differences, a method utilizes an unburied water Cherenkov detector array to ascertain the muon content in each shower is proposed, whose performance in counting muon far away from shower axis is evaluated via WCDA full-array simulation. Based on one-to-one matching of cosmic ray events measured by KM2A and WCDA, cross-validation of muon measurement results from KM2A-MD detectors and WCDA detectors is achieved, confirming its efficiency in muon measurement. Moreover, the capability of this muon selection method was also verified for muon-poor showers measured by KM2A, demonstrating the potential of WCDA-assisted muon measurement in enhancing KM2A's lepton/hadron discrimination capability with an additional 37,650-square-meter effective muon detection area. The method of muon measurement on an event-by-event basis using unburied water Cherenkov detectors provides an innovative approach to improve lepton/hadron discrimination for the planned Southern Wide-field Gamma-ray Obser-

vatory (SWGO), while the KM2A-WCDA synergy measurement of cosmic ray showers make it possible to measure cosmic ray electrons in the tens to hundreds of TeV range for LHAASO experiments.

**Key Words:** LHAASO-KM2A, WCDA, Lorentz Violation, Cosmic-Ray Electron, Muon Detection



## 目 录

<b>第 1 章 引言 .....</b>	<b>1</b>
<b>第 2 章 宇宙线 .....</b>	<b>5</b>
2.1 宇宙线能谱 .....	5
2.1.1 宇宙线成分能谱 .....	8
2.1.2 宇宙线的传播 .....	8
2.2 宇宙线电子 .....	12
2.2.1 宇宙线电子加速机制 .....	12
2.2.2 宇宙线电子能损过程 .....	14
2.2.3 宇宙线电子源候选 .....	16
2.2.4 宇宙线电子各向异性 .....	20
2.2.5 宇宙线电子观测现状和预期 .....	20
2.2.6 高能段宇宙线电子观测机遇与挑战 .....	29
2.3 利用宇宙线观测检验洛伦兹破缺 .....	30
2.3.1 量子引力简述 .....	31
2.3.2 色散关系修正 .....	32
2.3.3 洛伦兹破缺引发的天体物理效应 .....	33
2.3.4 洛伦兹破缺实验限制结果 .....	34
<b>第 3 章 广延大气簇射与 LHAASO 实验 .....</b>	<b>37</b>
3.1 广延大气簇射 .....	37
3.1.1 大气簇射类型 .....	39
3.1.2 CORSIKA 大气簇射模拟 .....	43
3.2 LHAASO 实验 .....	46
3.2.1 KM2A 阵列 .....	46
3.2.2 WCDA 阵列 .....	49
3.2.3 WFCTA 阵列 .....	51
3.2.4 事例重建 .....	51
3.2.5 源分析和显著性计算 .....	57
<b>第 4 章 利用 1/2KM2A 阵列伽马观测结果对洛伦兹破缺能标限制研究 .....</b>	<b>59</b>
4.1 LHAASO 对洛伦兹破缺能标限制工作简述 .....	59
4.2 洛伦兹破缺 .....	60

4.2.1 光子衰变情形 ······	60
4.2.2 光子分裂情形 ······	63
4.3 KM2A 阵列伽马观测结果对洛伦兹破缺限制 ······	65
4.3.1 能谱观测结果限制 ······	65
4.3.2 单光子观测结果限制 ······	70
4.4 分析和讨论 ······	72
4.5 小结 ······	74
<b>第 5 章 用 LHAASO-KM2A 测量宇宙线电子能谱 ······</b>	<b>75</b>
5.1 宇宙线电子背景估计 ······	75
5.1.1 伽马背景 ······	75
5.1.2 质子(重核)背景 ······	76
5.1.3 绝对流强涨落 ······	76
5.2 数据处理 ······	77
5.2.1 实验数据 ······	77
5.2.2 模拟数据 ······	78
5.2.3 模拟/实验数据比对 ······	83
5.2.4 模拟/实验鉴别参数对齐 ······	85
5.3 宇宙线电子能谱 ······	91
5.4 物理结果解释 ······	95
5.5 小结 ······	96
<b>第 6 章 KM2A+WCDA 联合测量宇宙线电子方法研究 ······</b>	<b>99</b>
6.1 水切伦科夫探测技术挑选缪子相关实验 ······	99
6.2 缪子挑选方法 ······	101
6.2.1 WCD 单元对次级粒子响应 ······	101
6.2.2 缪子挑选方法 ······	106
6.3 模拟验证缪子挑选性能 ······	109
6.3.1 模拟数据集 ······	109
6.3.2 次级缪子特征信号 ······	110
6.3.3 效率和纯度 ······	113
6.4 KM2A-WCDA 联合测量实现 ······	116
6.4.1 KM2A-WCDA 实验事例匹配 ······	116
6.4.2 KM2A-WCDA 事例联合模拟 ······	123
6.5 实验检验缪子挑选方法 ······	125
6.5.1 实验数据集 ······	127
6.5.2 KM2A 和 WCDA 对缪子测量对比结果 ······	127
6.5.3 KM2A 额外鉴别能力分析 ······	128
6.6 小结 ······	130

第 7 章 总结和展望 .....	133
参考文献 .....	135
附录一 WCD 单元探测器模拟缪子信号特征 .....	149
1 WCD 缪子信号特征峰的位置 .....	149
2 WCD 缪子信号光电子数分布指数 .....	149
2.1 入射缪子各向同性 .....	150
2.2 入射缪子具有方向性 .....	150
3 WCD 缪子信号截止峰的位置 .....	151
4 WCD 小信号缪子比例 .....	152
附录二 实验/模拟数据信息汇总 .....	153
1 各家宇宙线实验数据来源汇总 .....	153
2 模拟数据集信息汇总 .....	153
致谢 .....	157
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果 ·	159



## 图目录

图 2-1 从 1 GeV 至 $10^{12}$ GeV 能量范围内测量到的宇宙线能谱。.....	6
图 2-2 按照每核子平均动能为横坐标展示的宇宙线的流强。.....	9
图 2-3 宇宙线中的元素丰度与如今太阳系(太阳)里元素丰度对比。.....	10
图 2-4 AMS-02 给出的硼碳比的刚度谱及其拟合结果。.....	10
图 2-5 图(a)费米二阶加速示意图, 图(b)费米一阶加速示意图。.....	14
图 2-6 伴随着超新星遗迹的脉冲星风云演化路径。.....	17
图 2-7 标量暗物质发生湮灭产生正负电子对。.....	19
图 2-8 一种由明显存在暗物质湮灭贡献的宇宙线正电子能谱情形。.....	19
图 2-9 图(a)宇宙线正负电子能谱的测量结果; 图(b)正电子占比随能量变化的测量结果和理论模型预期。.....	22
图 2-10 AMS 实验测量到的宇宙线电子和正电子能谱。.....	23
图 2-11 宇宙线电子能谱测量结果和贡献源分析预期。.....	24
图 2-12 宇宙线正电子能谱测量结果和贡献源分析预期。.....	25
图 2-13 对于宇宙线电子能谱的两种预期, 硬能谱指数发展趋势和软能谱指数发展趋势。.....	26
图 2-14 2017 年 H.E.S.S. 实验测量的宇宙线电子能谱 .....	27
图 2-15 在赤道坐标系下 H.E.S.S. 实验测量 400 GeV 以上的宇宙线电子偶极各向异性 95% 置信水平上限天图。.....	28
图 2-16 H.E.S.S. 实验和 Fermi 实验给出的宇宙线电子偶极各向异性上限。.....	29
图 2-17 物理界的标准模型示意图.....	32
图 3-1 简化的大气簇射示意图, 描述了他的纵向发展和横向发展, 产生了多种组分。.....	38
图 3-2 电磁簇射 (a) 和强子簇射 (b) 的示意图。.....	39
图 3-3 光子和电子在大气中的相互作用长度随入射能量变化关系。.....	40
图 3-4 CORSIKA 对原初能量均为 $10^{12}$ eV 的伽马, 质子和铁核的大气簇射模拟结果。.....	45
图 3-5 (a) LHAASO 俯瞰图。(b) LHAASO 全阵列布置图。.....	46
图 3-6 (a) ED 探测器示意图。(b) MD 探测器示意图。.....	47
图 3-7 不考虑色散的理想状态下切伦科夫辐射示意图。.....	47
图 3-8 WCDA 阵列布置情况。.....	50
图 3-9 WCDA 的 G4WCDA 采用“两步走”探测器模拟程序。.....	51
图 3-10 (a) 1 号水池和 2 号水池各自模拟和实验数据的比对。(b) 1 号水池和 2 号水池在实验和模拟中一致性相互比对。.....	52

图 3-11 WFCTA 的光电倍增管 SiPM 相机结构示意图。.....	53
图 3-12 (a) 簇射的纵向发展 (b) 事例中各种次级粒子数到达地面的时间分布.....	54
图 3-13 KM2A 阵列的事例重建流程。.....	54
图 3-14 等天顶角观测天体源的示意图。(a) 源的轨迹, 以及对源的窗口和背源的窗口。粉色区域是源窗口, 浅蓝色区域是背源窗口。蓝色箭头是源的轨迹方向; (b) 天顶角 $\theta$ 、源窗口或背源窗口的角半径 $R_{\text{win}}$ 以及相邻窗口的方位角角距离 $\Delta\phi$ 之间的关系。.....	58
图 4-1 被洛伦兹不变性禁戒的光子衰变的过程。.....	60
图 4-2 100 TeV 光子在光子衰变情形下, 衰变概率与平均自由程关系。.	63
图 4-3 QED 允许发生但是相空间积分为零的光子分裂情形。在引入洛伦兹破缺后的 QED 相空间积分不在为零, 该过程可以发生。.....	63
图 4-4 100 TeV 光子和 200 TeV 在光子分裂情形下, 衰变概率与平均自由程关系。.....	65
图 4-5 三个源分别使用了对数抛物线能谱拟合, 最佳拟合结果用黑色实线表示。黑色虚线表示了 95% 置信水平上得到的截断能量 $E_{\text{cut}}$ 。.....	67
图 4-6 LHAASO-KM2A 观测的三个天体源得到的 $E_{\text{cut}}$ 和 $E_{LV(3\gamma)}$ 95% 置信水平下限。.....	68
图 4-7 将三个天体源累加分析的结果。图 (a) 展示了处理光子衰变情形利用 $\Delta\chi^2$ 搜索 $E_{\text{cut}}$ 的 95% 置信水平下限, 图 (b) 展示了处理光子分裂情形利用 $\Delta\chi^2$ 搜索 $E_{LV(3\gamma)}^{(2)}$ 的 95% 的置信水平分布。.....	69
图 4-8 在光子分裂的情形下, 光子传播的自由程和截断能量之间的关系。展示 HAWC, LHAASO 两个实验给出的 $E_{LV}$ 和 $E_{Pl}$ 下的结果。.	71
图 4-9 不同情形对 n 阶洛伦兹破缺能标限制的比较结果。.....	73
图 5-1 由 AMS-02 实验和 H.E.S.S. 实验测量的宇宙线电子谱 .....	77
图 5-2 用于宇宙线电子分析的观测数据在银道坐标系下的分布, 只考虑银纬 $ b  > 7^\circ$ 的视场。.....	78
图 5-3 宇宙线电子模拟加权检查。左图: 利用加权后的模拟事例得到能谱和真实能谱的对比; 右图: 加权事例相比于真实能谱得到事例的涨落。.....	81
图 5-4 在附上随机均匀分布的 MJD 时间戳之后 “MC-Data3-CRE” 数据集的事例情况。.....	82
图 5-5 在附上随机均匀分布的 MJD 时间戳之后, 经过上述全部数据筛选条件后 “MC-Data3-CRE”的事例在银道坐标系下的分布情况。...	82
图 5-6 (a) 通过事例筛选条件后不同宇宙线模拟数据集未加权时的合并状态; (b) 利用加权后的模拟事例得到能谱和真实能谱的对比。.....	83
图 5-7 对模拟/实验事例处理的流程。(a) 重加权; (b) 重对齐。.....	84
图 5-8 宇宙线背景模拟数据与实验观测数据的对比。.....	87

图 5-9 在 EPOS-FLUKA 的强相互作用模型假设和 Gaisser 宇宙线组分加权后的宇宙线背景模拟事例和实验事例在鉴别参数 $R$ 分布上的对比。 (a) 在对齐之前的情况; (b) 对齐之后的情况。.....	88
图 5-10 在鉴别参数 $R$ 峰对齐之后, 通过事例筛选条件模拟/实验鉴别参数 $R$ 的分布及其比值。.....	90
图 5-11 电子 (a) 和宇宙线背景 (b) 的轻子/强子鉴别 $R$ 与 $E_{rec}$ 的对数概率密度二维分布。实线表示根据显著性计算公式最优的宇宙电子/宇宙线判别标准。.....	92
图 5-12 左图展示了关于 $\xi$ 的概率密度分布函数 (PDF)。右图展示了求解黑色线标识出构造函数 $f(\xi) = \Phi(\xi) - \alpha \cdot \Phi(0)$ 在 $\alpha = 0.1$ 时候对应的 $\xi_{limit}$ (蓝色实线)。.....	93
图 5-13 基于 LHAASO-KM2A 对宇宙线电子能谱测量结果的 90% 置信上限。.....	94
图 5-14 不同天体源贡献临近电子理论模型和实验观测结果中能谱的比较, 纵坐标乘以能量的 3 次方以更好的展示宇宙线电子的能谱特征。.....	96
图 6-1 在大气深度为 $606 \text{ g/cm}^2$ 的情况下 (a) 垂直入射的 $100 \text{ TeV}$ 宇宙线产生的次级粒子成份横向密度分布图 (b) 垂直入射的 $100 \text{ TeV}$ 伽马产生的次级粒子成份横向密度分布图。.....	101
图 6-2 WCD 单元的 8 英寸 PMT 对不同种类的次级粒子响应情况。.....	102
图 6-3 次级电磁粒子和缪子的入射能量和信号大小的分布情况。.....	103
图 6-4 缪子径迹产生的切伦科夫光锥扫过 PMT 的示意图。.....	104
图 6-5 EAS 次级缪子产生的 $N_{pe}$ 随碰撞半径 $R_p$ 的变换, 拟合结果用洋红色实现画出。.....	105
图 6-6 电磁成分引起的探测器着火率 $R_{trig}$ 、泊松似然概率 $P(\widehat{N_{pe}} N)$ 和期望值 $\widehat{N_{pe}}$ 之间的相互关系。.....	108
图 6-7 对 WCDA1 号水池而言, $N_{pe}$ 的 $5\sigma$ Poisson 阈值限是关于 $R_{trig}$ 的函数。.....	108
图 6-8 一个原初能量是 $72.81 \text{ TeV}$ 的质子模拟簇射事例。(a) 经过噪声过滤后, 缪子和电磁粒子引起探测器着火情况。(b) 该事例 WCD 单元测量到的 $N_{pe}$ 随着距离簇射轴距离变化的分布情况, 黑色实线则是由利用环带上的着火比例计算出来的 Poisson 上限。.....	110
图 6-9 (a) WCDA-1 号水池情况; (b) WCDA-2 号水池情况。图片上半部分展示了不同种类的次级粒子的 $N_{pe}$ 信号分布情况。图片下半部分展示了三种组分的幂律分布指数的变化, 对缪子成分和电磁成分分别标出-3 和-2.6 的指数。.....	113
图 6-10 距离簇射轴不同距离下 WCDA 三个水池整体的缪子探测效率和挑选纯度的变化。.....	113

图 6-11 图片上半部分展示了用上述方法挑选出的候选缪子 WCD 数 $N_{\text{sel}}$ 和真的有缪子贡献光电子的 WCD 数 $N_{\text{true}}$ 。图片下半部分展示了两个 $N_{\text{sel}}$ 和 $N_{\text{true}}$ 比值随 $N_{\text{true}}$ 的变化关系。.....	115
图 6-12 从 2021 年 7 月 21 日至 2022 年 6 月 14 日期间的 KM2A 和 WCDA 实验数据采集情况。.....	117
图 6-13 按照时间顺序方法进行 KM2A 和 WCDA 事例匹配流程示意图。.....	118
图 6-14 KM2A 逐个文件的事例匹配率。.....	119
图 6-15 匹配多重度 (mwcda) 的分布情况。(a) 在 KM2A 事例筛选条件下匹配多重度的分布情况; (b) 在经过匹配事例筛选后, 匹配多重都分布情况。.....	119
图 6-16 一个重建能量为 46 TeV 实验观测事例, 展示了经过噪声过滤之后 KM2A 和 WCDA 的着火探测器的俯视图。.....	121
图 6-17 一个重建能量为 46 TeV 实验观测事例。上图: 不同组分在 LHAASO 中的靶图, 中图: $N_{pe}$ 沿着簇射径向分布情况; 下图: 相对前峰面时间残差沿着簇射径向分布。.....	122
图 6-18 KM2A-WCDA 联合观测模拟程序流程示意图。.....	123
图 6-19 (a) 原初能量为 26.1 TeV 的质子事例, 重建能量为 14.8 TeV 的 LHAASO 靶图; (b) 原初能量为 28.5 TeV 的质子事例, 重建能量为 20.4 TeV 的 LHAASO 靶图。.....	124
图 6-20 上图: 不同组分在 LHAASO 中的靶图, 中图: $N_{pe}$ 沿着簇射径向分布情况; 下图: 相对前峰面时间残差沿着簇射径向分布。(a) 原初能量为 26.1 TeV 的质子; (b) 原初能量为 28.5 TeV 的质子。.....	126
图 6-21 图片上半部分展示了 KM2A-MD 和 WCDA 分别测量缪子数目 ( $N_{\mu,\text{WCDA}}$ 与 $N_{\mu,\text{KM2A}}$ ) 的分布情况, 其中。绿色的轮廓线表明了 $N_{\mu,\text{WCDA}}$ 的期望值和 $1\sigma$ 展宽; 图片下半部分展示了 $N_{\mu,\text{WCDA}}$ 与 $N_{\mu,\text{KM2A}}$ 的比值。.....	129
图 6-22 根据 WCDA 测量结果重新定义的鉴别参数的分布情况。其中蓝色直方图代表背源区域的事例分布, 红色直方图代表了向源区域的事例分布。.....	130
附图 1-1 8 英寸的 PMT(CR-365) 被一个正上方的缪子入射示意图。.....	151

## 表目录

表 2-1 邻近宇宙的光子 (灰体) 场。.....	16
表 2-2 邻近的超新星遗迹和脉冲星信息汇总表。.....	18
表 2-3 不同实验手段测量宇宙线电子能谱优劣势比较结果。.....	30
表 3-1 各家地面实验探测器的相关参数。.....	48
表 3-2 各家地面实验的缪子探测器的相关参数。.....	49
表 3-3 地面水切伦科夫伽马天文巡天实验的相关参数。.....	50

---

表 3-4 基于已发表的 1/2 KM2A 的模拟结果, 对天顶角小于 20° 伽马事例芯位重建, 方向重建和能量重建分辨率。.....	52
表 4-1 LHAASO 观测三个天体源, 其能谱均延续至 100 TeV 之上。.....	66
表 4-2 LHAASO 源独对应其可能起源距离的保守值, 计算了截断能量 $E_c$ 洛伦兹破缺能标 $E_{LV}^{(n)}$ 值的 95% 置信度下限, 以及 $\alpha_0$ 的 95% 置信度上限。.....	68
表 4-3 LHAASO 源独对应其可能起源距离的保守值, 计算了截断能量 $E_c$ 洛伦兹破缺能标 $E_{LV}^{(n)}$ 值的 95% 置信度下限, 以及 $\alpha_0$ 的 95% 置信度上限。.....	70
表 4-4 来自源 LHAASO J2032+4102 的极高能光子事例。该事例的能量达到了 $1.42 \pm 0.13$ PeV, 95% 置信区间下限为 $E_{\gamma,low}^{95\%} = 1.21$ PeV。源距离为 $1.40 \pm 0.08$ kpc, 其 95% 置信区间下限 $L_{obs,low}^{95\%} = 1.27$ kpc。.....	72
表 5-1 重建能量在 $[10^{1.0}, 10^{2.4}]$ 范围内的, 拟合最优的偏置结果 $\Delta$ , 以及拟合最优的约化卡方估计变化量 $\Delta\chi^2_\nu = \chi^2_\nu(R + \Delta) - \chi^2_\nu(R)$ 。.....	89
表 5-2 两个邻近源基本参数和由多波段观测估计的电子注入谱参数。....	95
表 6-1 缪子挑选方法的挑选效率, 挑选纯度和有效覆盖面积。.....	114
附表 2-1 用于本论文数据分析使用的宇宙线数据集。CORSIKA 模拟中设置强相互作用模型, 用”QF”表示”QGSJET-FLUKA”, ”EF”表示”EPOS-FLUKA”, 电磁相互作用设置为 EGS4 模型。宇宙线成分加权里, ”G”表示 Gaisser 模型,”H”表示 Hörandel 模型。.....	154
附表 2-2 MC-Data1 数据集的统计量。.....	154
附表 2-3 MC-Data2 数据集的统计量。.....	154
附表 2-4 MC-Data3 数据集的统计量。.....	154
附表 2-5 MC-Data3-CRE 和 MC-Data3-Gamma 数据集的统计量。.....	155



## 符号列表

### 字符

<b>Symbol</b>	<b>Description</b>	<b>Unit</b>
$A$	Aperture	$\text{m}^2 \cdot \text{sr}^1$
$Q_i$	Emission Rate	$\text{GeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
$f_i$	Flux	$\text{GeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$

### 算子

<b>Symbol</b>	<b>Description</b>
$\Delta$	difference
$\nabla$	gradient operator

### 缩写

#### **Abbreviation** **Description**

ALP	Axion-Like Particle
AMS-02	Alpha Magnetic Spectrometer
ARGO-YBJ	Astrophysical Radiation with Ground-based Observatory at YangBaJing
BESS	Balloon-borne Experiment with a Superconducting Spectrometer
BSM	Beyond Standard Model
CALET	The CALorimetric Electron Telescope
CASA-MIA	Chicago Air Shower Array-Michigan Muon Array
CREAM	Cosmic Ray Energetics And Mass
CDF	Cumulative Distribution Function
CCDF	Complementary Cumulative Distribution Function
CMB	Comic Microwave Background
CP	Charge Parity
CR	Cosmic Ray
CRE	Cosmic-Ray Electron
CU	Crab Unit
DGE	Diffuse Gamma Emission
DM	Dark Matter
DAMPE	Dark Matter Particle Explorer

---

EAS	Extensive Air Shower
EBL	Extragalactic Background Light
EGB	Extragalactic Gamma Background
GRB	Gramma Ray Brust
GZK Cutoff	Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff
HAWC	High-Altitude Water Cherenkov Observatory
H.E.S.S.	High Energy Stereoscopic System
IGRB	Isotropic Gamma-Ray Background
INB	Isotropic Neutrino Background
KASCADE	K.Arlsruhe Shower Core Array DEtector
KM2A	kilometers Square Array
LDF	Lateral distribution function
LHC	Large Hadron Collider
LI	Lorentz Invariance
LV	Lorentz Violation
LHAASO	Large High Altitude Air Shower Observatory
MAGIC	Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescope
MILAGRO	Megacity Initiative: Local And Global Research Observations
PAMELA	Payload for Antimatter-Matter Exploration & Light-nuclei Astrophysics
PDF	Probability Density Function
SM	Standard Model
SME	Standard Model Extension
SWGO	Southern Wide-field Gamma-ray Observatory
UHECRs	Ultra-high-energy Cosmic Rays
VEM	Vertical Equivalent Muon
VERITAS	Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
WCDA	Water Cherenkov Detector Array
WFCTA	Wide Field of View Cherenkov Telescope Array

## 第1章 引言

在 19 世纪与 20 世纪之交，人们因为研究空气电离的现象无意之间开启了宇宙线这一研究领域。当时人们普遍相信，是地壳中的放射性元素的辐射导致了空气电离。1912 年，Victor F. Hess 进行了多次气球飞行，测量大气电离速率和海拔的关系。其测量结果清晰地表明，随着海拔的上升，空气电离速率增加了。他据此得出结论：“一种穿透性辐射是从上方进入大气层的，并且让空气发生电离”<sup>[1]</sup>。对宇宙线的探测，人类无意间揭开了微观粒子世界帷幕的一角。

J.J. Thomson 于 1897 年阴极射线实验中发现电子<sup>[2]</sup>，Rutherford 则在 1911 年报告了利用  $\alpha$  粒子轰击氮原子的实验中发现了质子<sup>[3]</sup>，1932 年 Chadwick 通过  $\alpha$  粒子轰击铍原子发现了中子<sup>[4]</sup>，人们得到了物质世界由质子、中子和电子组成的基本图像。

在身处 1932 年的物理学家眼里，世界由什么组成这一问题，答案看来似乎已经完满了。而鲜为人所知的是，现代粒子物理学中伟大想法的种子里早已埋下。1928 年，Dirac 将相对论引入波函数中而预言了电子的反物质——正电子<sup>[5]</sup>，1930 年，Pauli 对  $\beta$  衰变动量研究而预言自然界存在几乎没有质量的轻子——中微子<sup>[6]</sup>，1935 年，Yukawa 对强核力研究而预言了传递强相互作用的一种粒子—— $\pi$  介子<sup>[7]</sup>。

这些预言中的粒子在日后的将会作为标准模型 (Standard Model, SM) 诞生的基石，从浩如烟海的宇宙线径迹信息里被物理学家们一一发现——1930 年，赵忠尧先生在研究伽马射线在与铅的散射中反常吸收现象，观测到了正负电子对湮灭的现象。1932 年，赵先生的同学 Anderson 在云雾室中发现了宇宙线的反物质——正电子的径迹<sup>[8]</sup>；1947 年夏天，Powell 改进的核乳胶照片中发现了  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$  衰变过程的径迹<sup>[9]</sup>；甚至是鬼魅般存在的中微子，它的踪迹也可在核乳胶照片中粒子径迹的拐折窥知一二。而在 1947 年底，Rochester 和 Butler 通过云雾室发现了宇宙线中存在一群性质奇特的粒子，它们从强相互作用中产生，却又以弱相互作用衰变——这就是那些被称为奇异粒子的  $K^0, K^+, \Lambda^0$ 。1953 年后又陆续在加速器中发现了更多的奇异粒子，在 20 世纪 50 至 60 年代间那股如洪流般喷涌的奇异粒子发现大潮中，宇宙线毫无疑问是发现奇异粒子家族的开端。加速器技术的发展推动了 60 年代高能物理研究的热潮——从加速器里接二连三地发现新粒子，加速器能量开始逐渐接近当时测量到的宇宙线的能量。

在加速器挤占了本来宇宙线研究能段的形势下，宇宙线观测开始朝向研究更高能区的物理过程。事实上，无数宇宙线源源不断地从天上洒下，其中不少能量相当巨大，目前记录到的极高能宇宙线能量达到了 300 EeV!! 而现有的加速能力最强的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 只能将质子加速至约 7 TeV，宇宙中将这些粒子加速到的能量比目前人造加速器的最大能量要高约 8 个数量级。观测到如此高能的宇宙线，以致于让人们开始好奇宇宙中究竟存在什

么天体可以将宇宙线加速到如此之高能量？这些天体又位于宇宙的何处？加速的物理机制如何？宇宙线的成分如何，随能量又如何变化呢？宇宙线经历漫长的时间来到地球的旅途中又发生了什么呢？

自 20 世纪以来，随着宇宙线能谱的测量结果不断完善，人类对宇宙线的理解不断加深：从整体上来看，在跨越了 12 个数量级的能量范围内宇宙线能谱基本服从幂律谱，且能谱指数几乎恒定。从细节上来看：宇宙线能谱上还存在着精细结构，即  $10^{15}$  eV 附近的谱指数软化“膝”结构，在  $10^{18}$  eV 附近的谱指数硬化“踝”结构，以及在  $10^{20}$  eV 附近的出现的 GZK 截断 (Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff, GZK Cutoff)。从组分上来看，不同组分由于原子量和电荷数不同，不同组分的宇宙线能谱拐折出现的地方也会不尽相同。现有的理论模型认为，在“踝”区附近银河系内起源逐渐变为银河系外起源。“膝区”，“踝区”和“GZK 截断”这些精细结构的成因与宇宙线的起源、加速、传播或者相互作用机制密切相关。

由于宇宙线带电，在传播过程中会在星际磁场中出现偏折，以至于我们无法确定宇宙线的产生源。只有极高能宇宙线 (Ultra-high-energy Cosmic Rays, UHE-CRs) 可以穿过星际磁场而不发生较大偏移。宇宙线会与星际介质相互作用产生次级的光子和中微子，而电中性的光子和中微子不会受到星际磁场的影响而偏转，通过探测伽马光子和中微子成为了一种新的探索宇宙线起源的形式。伽马光子可以通过源区高能电子韧致辐射和逆康普顿散射这一轻子过程产生，也可以由质子-质子碰撞过程，即强子过程产生。因此，需要结合多波段的观测数据来确定宇宙线的起源。中微子则是直接产生于强相互作用过程，直接指向了宇宙线的起源。中微子散射截面小，即使是 IceCube 中微子探测器<sup>[10,11]</sup> 具有立方千米级的规模也难以积累具有显著性的统计量，未来仍会继续以每年 10 来个中微子的速率积累更多数据。为了达到足够统计量以揭示高能宇宙线起源，人们需要对中微子探测器的有效体积进行升级——中微子天文窗口也已经开启。经过数十年的研究发展，宇宙线这一领域从单一信使难以提供宇宙线起源决定性证据的艰难起步，到逐渐形成以“多信使天文学”的手段来联合研究宇宙线的起源难题的蓬勃局面。

在这种亟待探索宇宙线起源之谜的研究背景下，“高海拔宇宙线观测站” (Large High Altitude Air Shower Observatory, LHAASO) 是大型的复合式宇宙线地面观测阵列，具有远超现有实验的有效观测面积、强大的背景排除能力、多种探测手段等方面的优势<sup>[12]</sup>。LHAASO 实验其主要科学目标之一就是探索河内宇宙线起源，分为从宇宙线物理和伽马天文两个角度入手研究：

- (1) 从宇宙线的角度出发对 [100 TeV, 100 PeV] 能段的宇宙线分成分能谱精确测量，对“膝区”宇宙线成份进行鉴别，成份测量宇宙线能谱，研究宇宙线源的加速起源和机制。
- (2) 从伽马天文的角度出发搜寻存在百 TeV 之上辐射的伽马天体源，通过对伽马能谱的特征进行分析，判断伽马能谱的轻子/强子贡献比例，判断是否是宇宙线核的加速源。

目前在伽马天文这一领域，LHAASO 发现了银河内其实普遍存在百 TeV 的伽马源<sup>[13]</sup>，部分能谱甚至延伸到了 PeV 量级<sup>[14]</sup>。LHAASO 对伽马射线的观测结果揭示了河内可能存在将宇宙线加速到数十 PeV 的天体源，不仅存在如蟹状星云一样可以将电子加速至 PeV 的轻子加速源<sup>[15]</sup>，也存在如天鹅座区域将宇宙线核子加速至 PeV 的强子加速器<sup>[16]</sup>。自 2021 年 7 月份以来 LHAASO 全阵列投入运行的两年半的时间里，其观测结果已经为人们打开了超高能区的伽马天文的观测窗口，刷新了人们对宇宙线加速和起源问题的认识和理解。由于 UHECRs 在宇宙间传播伴生出来的超高能伽马射线会与宇宙背景光子发生对产生作用，理论上来说超高能伽马光子在宇宙学距离上来看是不透明的。但是这些最近与理论相互矛盾的观测结果很有可能暗示了宇宙学中的若干反常现象是由于目前人们对更底层的物理机制理解有所局限——作为相对论基本对称性之一的洛伦兹不变性可能会在某个能量标度之上出现破缺。如果洛伦兹不变性破缺 (Lorentz Invariance Violation, LIV) 成立，这说明目前相对论描述的时空理论仍然是一个低能有效理论，其背后可能有更加普适的量子引力理论 (Quantum gravity, QG)，甚至是合并四种相互作用的万物理论 (Theory of Everything, TOE) 在等着人们研究。

超越标准模型 (Beyond Standard Model, BSM) 的物理机制成为我们解释宇宙对高能伽马的透明度问题的候选方案的同时，也有可能帮助我们理解临近宇宙线起源问题。因为宇宙线电子会在星际磁场和辐射场中快速冷却使其在宇宙间传播能力受限，所以宇宙线电子表征了临近宇宙线的起源。但目前测量结果表明：正负电子在百 GeV 处有完全不一样的流强和能量依赖关系，这表明宇宙线电子除了由宇宙线核传播中产生的二次电子贡献之外，可能具有来自天体源的电子注入贡献或来自暗物质湮灭等新物理机制的贡献；但是，在 TeV 之上电子能谱出现软化并以单一幂律下降，让人们无法判断临近电子源的特征。TeV 之上的幂律谱不可能永远持续下去，高能段的电子能谱特征将帮助我们解开临近宇宙线电子起源之谜。目前在地面实验中，对宇宙线电子的直接测量结果均由大气切伦科夫望远镜给出，而地面阵列实验对宇宙线电子的直接测量结果还未见报导。一方面，伽马事例和宇宙线电子事例在大气簇射地面探测器阵列的观测结果上有一定相似性，LHAASO-KM2A 阵列正好在百 TeV 处宇宙线背景的轻子/强子鉴别能力达到最优，有希望实现对宇宙线电子在 [10 TeV, 100 TeV] 能段的观测。另一方面，LHAASO 并未对宇宙线电子测量进行针对性优化设计，这需要对 LHAASO 对宇宙线电子的探测能力进行深入地研究和评估，有助于发掘 LHAASO-KM2A 在接近工作阈能下限对宇宙线的探测潜力，并且提升轻子/强子鉴别能力优化方法会为未来的大气簇射地面阵列实验开辟道路。

本论文研究的内容就是上述讨论部分的延伸，包括利用 UHE 伽马源能谱(单光子)观测结果限制洛伦兹破缺能标，测量 10 TeV 之上的宇宙线电子能谱和研究提高 LHAASO 的轻子/强子鉴别能力以优化 LHAASO 测量宇宙线电子潜力。全文结构安排如下：

第 2 章介绍宇宙线在宇宙中产生、加速、传播到地球的过程，包括宇宙线的

背景知识，宇宙线电子的研究现状，最新的观测数据和基于宇宙线的观测结果限制洛伦兹破缺。

第 3 章介绍宇宙线传播到地球时在大气中发生的广延大气簇射的相关背景知识以及用于探测广延大气簇射的 LHAASO 实验相关背景知识。

第 4 章介绍利用 1/2 阵列对三个伽马源能谱的观测结果和一个超高能伽马光子事件对洛伦兹破缺能标限制的唯象学研究。

第 5 章介绍利用 LHAASO-KM2A 测量 10 TeV 之上的宇宙线电子能谱。

第 6 章介绍研究利用 WCDA 辅助 KM2A 测量簇射中的缪子信息以提高轻子/强子鉴别能力，探究 KM2A+WCDA 联合测量宇宙线电子的潜力。

第 7 章给出了论文的总结和展望。

## 第 2 章 宇宙线

这一章节关注宇宙线在宇宙中产生、加速、传播到地球的物理过程，导致洛伦兹破缺的相关物理知识。本章节安排如下：

第 2.1 节介绍宇宙线的整体情况，包括宇宙线全粒子能谱，成分谱和描述宇宙线的传播方程。

第 2.2 节从宇宙线电子的传播方程出发，以加速机制，能损过程，候选源和各向异性四个角度介绍对宇宙线电子研究现状。之后介绍目前对宇宙线电子的空间实验和地面实验观测结果，以及对 10 TeV 之上电子能谱高能段的预期。

第 2.3 节介绍导致洛伦兹破缺的相关新物理机制，以及宇宙线观测中对洛伦兹破缺能标限制的相关研究。

### 2.1 宇宙线能谱

如图 2-1 所示是经过几代科学家使用数十种不同的实验和多种探测技术所做的大量努力得到的宇宙线能谱测量结果，为我们提供了关于宇宙线能量、流强、成分和彼此关联的多个角度的信息。

10 GeV 之下的宇宙线主要受到了太阳活动的调制作用，更低能量的宇宙线在地球上无法探测到，除了受到 EAS 的吸收，还有地球磁场的偏转作用引起的。在  $10^2$  GeV 处，宇宙线流强大约是  $1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，宇宙线能谱指数在  $[10^2, 10^{6.5} \text{ GeV}]$  能段内几乎保持在 -2.7<sup>[17,18]</sup>。宇宙线能谱在接近  $10^{6.5} \text{ GeV}$  处出现软化，能谱指数变成了 -3.1，此能量下的宇宙线流强大约是  $1 \text{ m}^{-2}\text{yr}^{-1}$ ，我们称之为“膝区”(Knee Region)<sup>[36]</sup>。在  $10^8 \text{ GeV}$  处宇宙线能谱进一步出现了软化，我们称之为“第二膝”(Second Knee Region)。而宇宙线流强在  $10^{10} \text{ GeV}$  处低至约  $1 \text{ km}^{-2}\text{yr}^{-1}$ ，在这里我们发现能谱指数又变硬至 -2.7。这是我们称之为宇宙线的“踝区”(Ankle Region)，直到接近  $10^{11} \text{ GeV}$  处，宇宙线流强则低至  $1 \text{ km}^{-2}\text{cent.}^{-1}$ ，宇宙线能谱出现了 GZK 截断现象<sup>[40,41]</sup>。目前理论模型对于宇宙线能谱中“膝区”特征形成原因存在争议<sup>[32]</sup>，但是普遍认为“踝区”能量之下的宇宙线起源于银河系内，“踝区”之上的宇宙线很有可能来自银河系外<sup>[23]</sup>。GZK 截断的产生则是由于极高能宇宙线与宇宙中弥漫的微波背景辐射(Cosmic Microwave Background, CMB)光子场相互作用，产生  $\Delta$  共振，进而产生较低能的  $\pi$  介子，以至于宇宙对更高能的宇宙线不再透明。

图中其次引人关注的是在全粒子能谱上能量在 100 TeV 左右不同实验的流强稍有差异，这是空间和地面实验的差异所导致。对能量在 100 TeV 以下宇宙线，人们采用空间卫星和高空气球的手段直接测量宇宙线，但是由于火箭和气球的载荷限制，探测器有效面积受限，接收面积在  $\text{m}^2\cdot\text{sr}$  量级。即使长时间曝光，也很难接收到足够统计量的宇宙线事例。而在地面测量则不再受到接收面积的

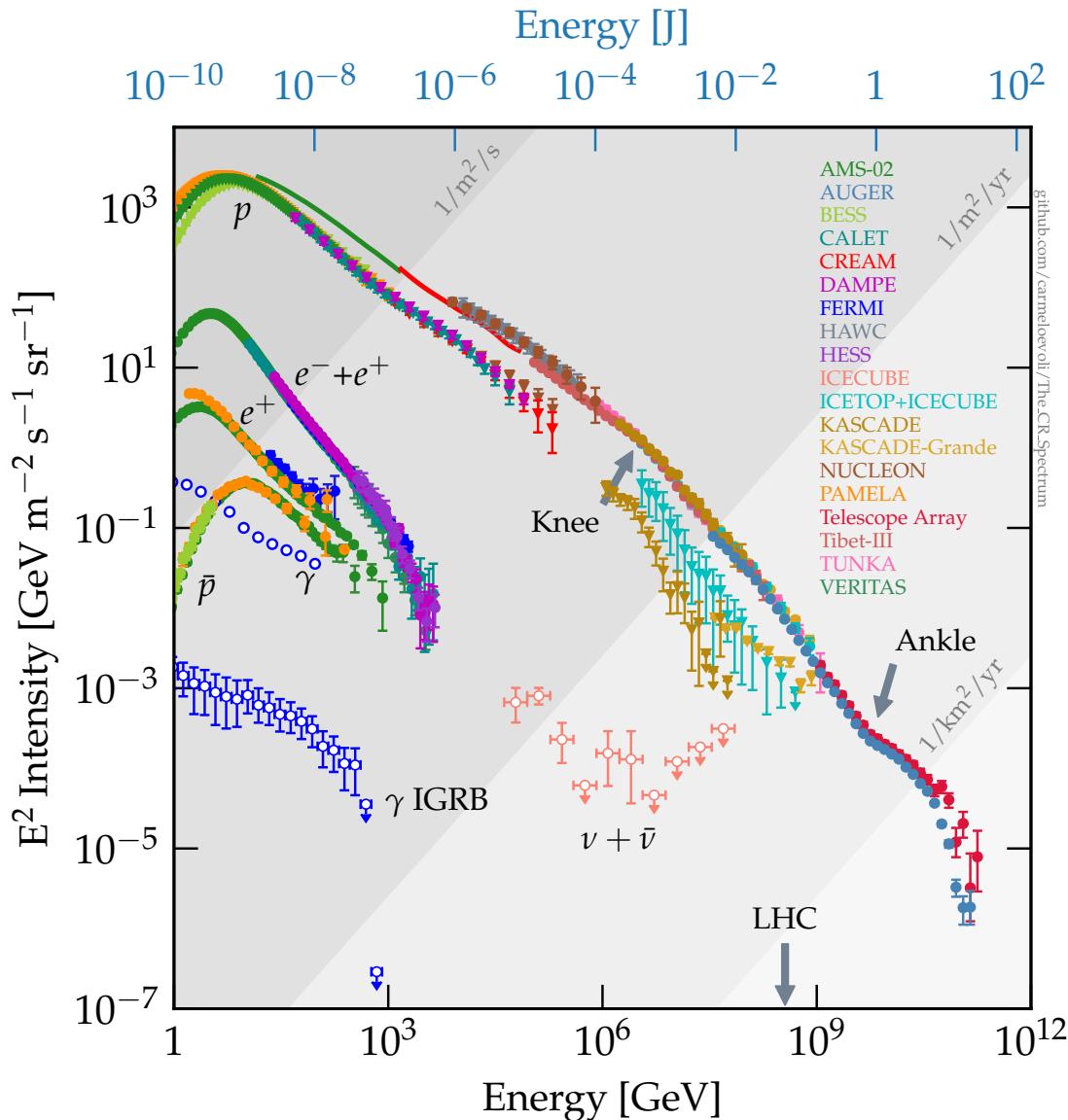


图 2-1 宇宙线能谱<sup>[17-36]</sup>。各向同性弥散伽马 (IGRB) 的结果出自<sup>[37]</sup>, 弥散中微子背景 (INB) 则是基于 HESE 事例推算得到<sup>[38]</sup>。纵坐标乘以能量的 2 次方以更好的展示宇宙线的能谱特征。

**Figure 2-1 The Cosmic Ray Spectrum.** Shown are measurements of the intensity of charged and neutral CRs, multiplied by kinetic energy squared<sup>[17-36]</sup>. The extragalactic diffuse  $\gamma$ -ray fluxes have been extracted from Refs.<sup>[37]</sup>, while the isotropic neutrino background (INB) has been extracted from Ref<sup>[38]</sup>. The spectra have been multiplied by  $E^2$  to enhance the visibility of the spectral features.

注: 数据由 Carmelo Evoli 整理<sup>[39]</sup>, 部分数据做了修正见附录。

限制，可以尽可能的增大有效面积以获得足够的统计量，因此 100 TeV 以上宇宙线能谱的测量依赖地面实验。但是地面实验是一种间接测量宇宙线的手段：宇宙线粒子与大气发生广延大气簇射 (Extensive Air Shower, EAS) 作用产生大量的次级粒子、切伦科夫辐射、荧光辐射、射电辐射等次级产物。与空间实验探测器可以在地面进行束流标定不同，地面实验是凭借收集宇宙线的次级产物信息来推算原初粒子能量信息，这导致各家实验依赖对探测器阵列的模拟情况，进而地面实验之间的能量标定存在差异，导致无法确定高能段的宇宙线绝对流强。

比宇宙线流强低 4 个数量级的是河内的弥散伽马辐射 (Diffuse Gamma Emission, DGE) 和以及各向同性中微子背景 (Isotropic Neutrino Background, INB)，它们反映了在银河系内外的宇宙线，在加速和传播的过程中与辐射背景和气体尘埃发生作用的结果；以及流强还要低 1 个数量级的河外各向同性弥散伽马背景 (Isotropic Diffuse Gamma-Ray Background, IGRB)，它们可能来自河外大量未分辨的暗弱点源的集体贡献。宇宙线与背景光子 ( $\gamma_{bkg}$ ) 发生  $p\gamma$  散射，从共振态  $\Delta^+$  衰变产生次级带电和中性  $\pi$  介子：

$$\begin{aligned} p + \gamma_{bkg} &\rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \\ p + \gamma_{bkg} &\rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0. \end{aligned} \quad (2-1)$$

考虑  $\Delta$  共振中非共振态  $\pi$  产生过程的额外贡献，带电  $\pi$  介子和中性  $\pi$  介子的衰变道宽度比  $K_\pi \simeq 1$ 。而当宇宙线与星际尘埃气体（几乎也是氢原子）发生  $pp$  碰撞时会几乎等量地产生三种电荷  $\pi$  介子。

$$p + p \rightarrow N_\pi [\pi^0 + \pi^- + \pi^+] + X. \quad (2-2)$$

其中  $N_\pi$  是  $\pi$  介子的多重度，此时的衰变道宽度比  $K_\pi \simeq 2$ 。当中性  $\pi$  介子以  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  衰变并产生高能伽马射线通量的同时，带电  $\pi$  介子通过衰变道  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  衰变成高能中微子 ( $\nu$ ) 和反中微子 ( $\bar{\nu}$ )，然后是  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$  及其电荷共轭过程。

绝热宇宙下的宇宙线在强子加速源加速后能量为  $E_N$ ，考虑到  $\pi$  介子产生的非弹性碰撞能量转移系数 (Inelasticity Factor)  $\kappa_\pi \simeq 0.2$ ，相伴产生的次级光子和中微子能量等分带电  $\pi$  介子的能量，它们分别以  $E_\gamma$  和  $E_\nu$  表示，有如下能量关系： $E_\gamma/E_N \simeq 1/10$  和  $E_\nu/E_N \simeq 1/20$ 。考虑到来自河外的原初宇宙线流强为  $\Phi_N$ ，产生的伽马流强 (IGRB) 为  $\Phi_\gamma$ ，三种味道的中微子总流强 (INB) 为  $\Phi_\nu$ ，有如下关系 [42]：

$$\begin{aligned} E_\gamma^2 \Phi_\gamma(E_\gamma) &\simeq \xi_z \cdot \frac{f_\pi}{1 + K_\pi} [E_N^2 \Phi_N(E_N)] \Big|_{E_N=10E_\gamma} \\ E_\nu^2 \Phi_\nu(E_\nu) &\simeq \xi_z \cdot \frac{K_\pi \cdot f_\pi}{1 + K_\pi} [E_N^2 \Phi_N(E_N)] \Big|_{E_N=20E_\nu}, \end{aligned} \quad (2-3)$$

其中  $f_\pi$  是由源区环境决定的  $\pi$  介子的产生效率，其上限由 Waxman 和 Bahcall 两人给出 [43]。而  $\xi_z$  是一个考虑宇宙学距离红移天体源演化的积分项，对应恒星

形成的演化中,  $\xi_z \simeq 2.4$ , 而在没有红移演化只考虑红移造成伽马和中微子能损的情况下,  $\xi_z \simeq 0.6$ <sup>[44–46]</sup>。而河内的 DGE 则反应了 PeV 宇宙线在河内传播与星际介质作用的结果。

从图中还可以关注除占绝对主导地位的质子成分 ( $p$ ), 反映了宇宙线传播作用产生的背景伽马光子 ( $\gamma$ ) 和背景中微子 ( $\nu + \bar{\nu}$ ) 之外, 还有比质子流强低了 2 至 3 个数量级的电子 ( $e^- + e^+$ ), 以及更加微量的反物质: 正电子 ( $e^+$ ) 和反质子 ( $\bar{p}$ )。通过对电子 ( $e^- + e^+$ ) 和反质子 ( $\bar{p}$ ) 能谱的测量结果表明<sup>[19–21]</sup>: 与背景伽马和背景中微子不同, 宇宙线电子并非纯粹由宇宙线电子传播效应产生, 而是有其他的可能贡献来源, 例如天体注入了正负电子, 暗物质衰变产生正负电子和少量的正反质子, 宇宙线电子起源也是宇宙线起源这个大问题下的重要部分。

### 2.1.1 宇宙线成分能谱

图 2-2 展示了不同空间实验和地面实验对宇宙线不同成分的测量结果。宇宙线中质子和氦核占主导地位, 统计量的累积相对最为容易, 故而对轻核元素的能谱测量相对完善很多。对宇宙线分成分能谱的测量可以使我们获知宇宙线的元素丰度信息。

如图 2-3 所示, 宇宙线的组分和太阳系内元素丰度的比较, 可以发现大多数元素丰度差距很小, 但是比碳更轻和比钙更重的元素丰度存在较大差异, 例如锂、铍、硼和钪、钛、钒、铬、锰这两组元素。宇宙线中的碳核被认为主要是在天体物理源中产生和加速的, 而硼核不由恒星核合成过程产生而是完全由较重核 (如碳和氧) 与星际物质碰撞而产生的次级宇宙线。

一般认为, 次级宇宙线与初级宇宙线的丰度差异可以让我们推测粒子在银河系中的扩散行为, 从而理解宇宙线在银河系内传播机制的关键信息, 硼碳比 (boron-to-carbon ratio, B/C ratio) 可以直接表征宇宙线穿越的星际物质的平均量<sup>[63]</sup>。早在 1941 年, Kolmogorov 给出了扩散系数的理论预期<sup>[64]</sup>, 描述硼碳比 B/C 和宇宙线刚度  $R$  成幂律关系, 高刚度情形下的谱指数  $\delta$  理论上为 -1/3, 且硼碳比正比于扩散系数的倒数:

$$\text{B/C} \propto k \cdot R^\delta \propto \frac{1}{D}. \quad (2-4)$$

AMS-02 利用 5 年观测数据, 基于 230 万个硼核和 830 万个碳核的测量结果, 得出了图 2-4 所示硼碳比的刚度谱<sup>[65]</sup>。在刚度  $R > 65 \text{ GV}$ , 可以用简单的幂律谱拟合, 幂律谱指数符合 Kolmogorov 的理论预期。

### 2.1.2 宇宙线的传播

为了描述宇宙线在银河系内传播过程里, 与周围的星际物质, 磁场和辐射场之间发生的相互作用, 导致宇宙线能损, 碎裂, 衰变和一些复杂的物理过程, 可

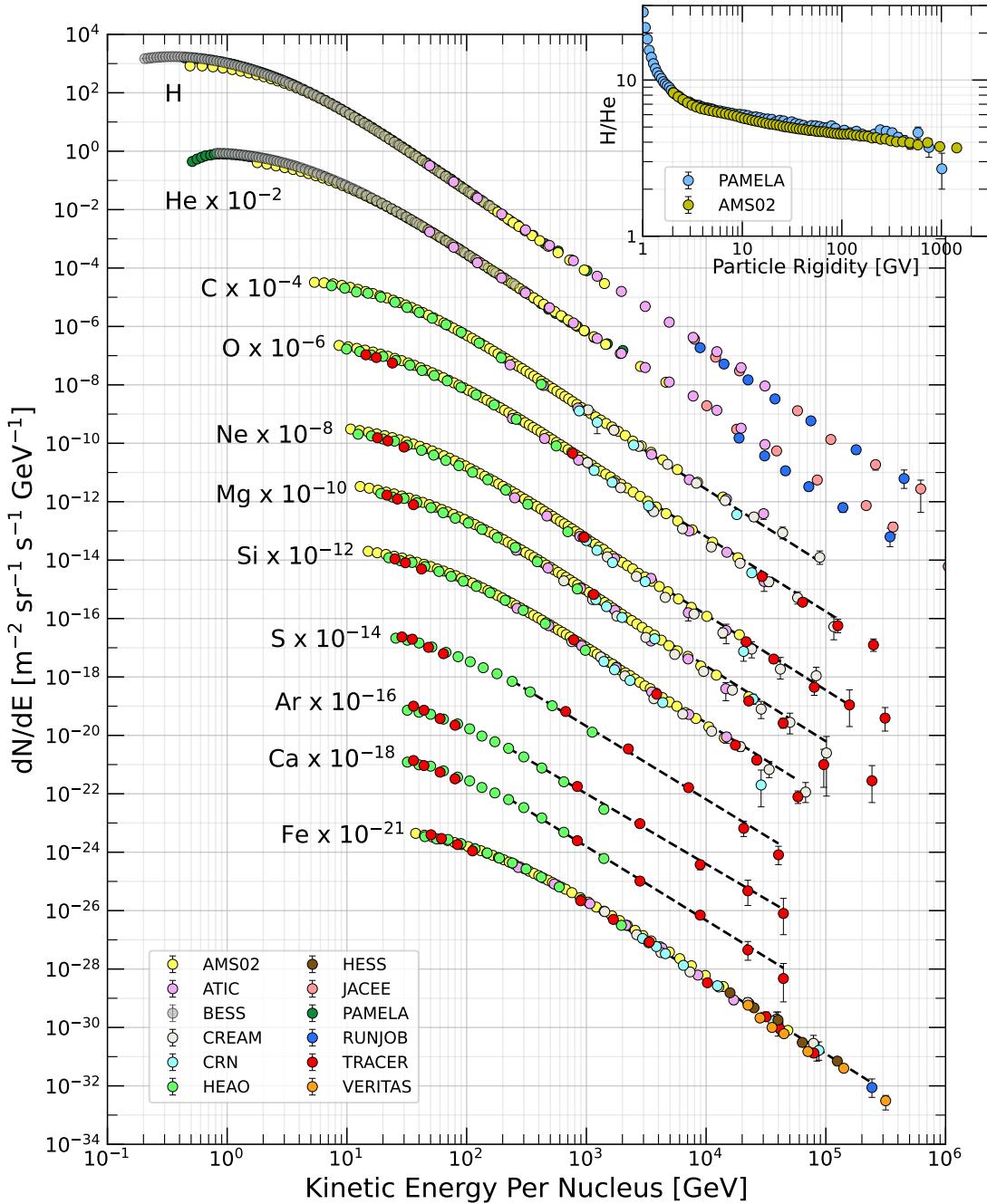


图 2-2 按照每核子平均动能为横坐标展示的宇宙线的流强<sup>[17,18,25,35,47–57]</sup>。子图是质子/氦核比随刚度变化的关系<sup>[18,35]</sup>。

**Figure 2-2 Fluxes of nuclei of the primary cosmic radiation in particles per energy-per-nucleus are plotted vs energy-per-nucleus using data from Refs<sup>[17,18,25,35,47–57]</sup>. The inset shows the H/He ratio as a function of rigidity<sup>[18,35]</sup>.**

注: 引自<sup>[58]</sup>2021 版 PDG 手册图 30.1。

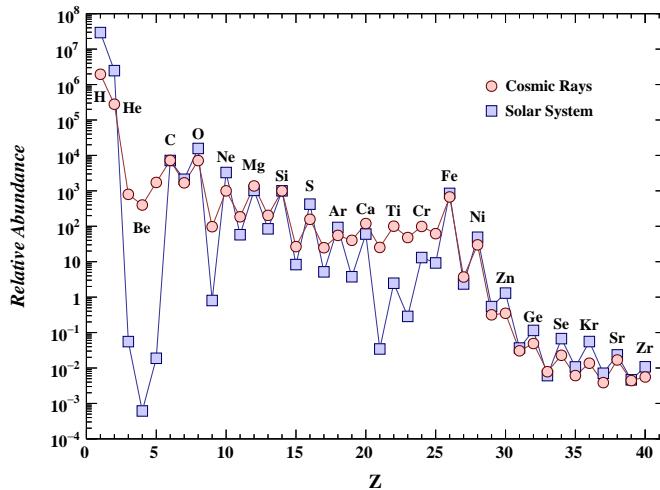


图 2-3 宇宙线中的元素丰度与如今太阳系(太阳)里元素丰度对比。丰度根据硅元素归一到了  $10^3$ 。宇宙线元素丰度的测量结果分别来自 AMS-02 对质子和氦核的测量<sup>[18]</sup>, ACE/CRIS 给出了锂到镍的结果<sup>[59]</sup>, TIGER/SuperTIGER 给出了铜和锌的结果<sup>[60,61]</sup>。太阳系元素丰度来自文献<sup>[62]</sup> 中的表 6。

Figure 2-3 Cosmic ray elemental abundances compared to abundances in present-day solar system material. Abundances are normalized to Si= $10^3$ . Cosmic ray abundances are from AMS-02 (H,He)<sup>[18]</sup>, ACE/CRIS (Li-Ni)<sup>[59]</sup>, and TIGER/SuperTIGER (Cu-Zr)<sup>[60,61]</sup>. Solar system abundances are from Table 6 of Ref<sup>[62]</sup>.

注: 引自<sup>[58]</sup>2022 版 PDG 手册图 30.2。

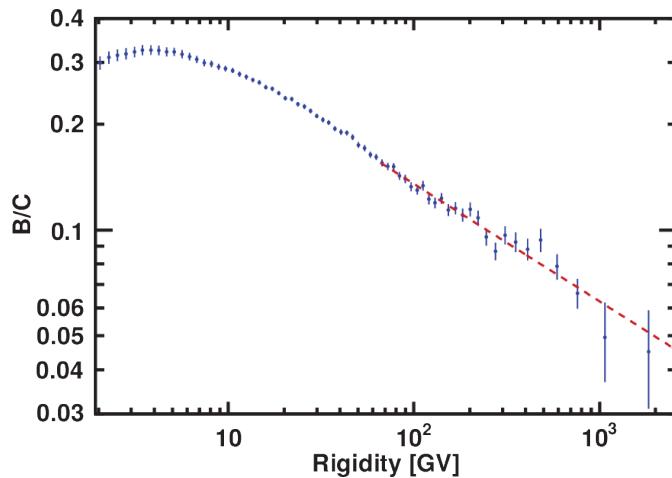


图 2-4 在 1.9 GV 到 2.6 TV 的刚度范围内,由 AMS-02 给出的硼碳比的刚度谱。拟合线从 65 GV 开始,谱指数为  $\delta = -0.333 \pm 0.014(\text{fit}) \pm 0.0005(\text{syst})$ 。

Figure 2-4 The AMS boron to carbon ratio (B/C) as a function of rigidity in the interval from 1.9 GV to 2.6 TV. The dashed line shows the single power-law fit starting from 65 GV with index  $\delta = -0.333 \pm 0.014(\text{fit}) \pm 0.0005(\text{syst})$

注: 引自<sup>[65]</sup> 图 1。

以用传播方程 (Transport Equation) 描述<sup>[66,67]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi(p, t, \vec{x})}{\partial t} &= \vec{\nabla}[D_{xx}\vec{\nabla}\Psi - \vec{V}\Psi] - \frac{\partial}{\partial p}(\dot{p}\Psi) + Q(E, t, \vec{x}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial p}[p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{\Psi}{p^2} - \frac{p}{3}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})\Psi] - \frac{1}{\tau_f}\Psi - \frac{1}{\tau_d}\Psi, \end{aligned} \quad (2-5)$$

等式左边描述了动量为  $p$  的宇宙线在时刻  $t$  距离参考原点  $\vec{x}$  的数目  $\Psi$  随时间变化的情况，而等式右边第一项描述了宇宙线在空间里的扩散项 ( $D_{xx}$  描述空间扩散系数， $\vec{V}$  描述了宇宙线粒子的对流速度)，第二项描述宇宙线随时间能损的过程，第三项描述了宇宙线的注入源项 ( $Q$ )，第四项描述了宇宙线的扩散再加速过程 ( $D_{pp}$  用于表征扩散再加速的系数)，第五项和第六项则分别描述了宇宙线原子核碎裂和衰变项 ( $\tau_f$  和  $\tau_d$  分别描述核碎裂和衰变的时标)。该传播方程具有普适性，根据具体应用的需要可以给出不同的边界条件，简化输运方程中的某些项或者增加边界关系来得到相应的传播模型，比如“漏箱模型”<sup>[68]</sup> 和“扩散模型”<sup>[69]</sup>。其中最为简化的输运方程是基于在 1970 年早期由 Cowsik<sup>[68,70]</sup> 和 Shapiro<sup>[71]</sup> 等人提出的漏箱模型假设 (Leaky-Box model, LB)，之后 Cowsik<sup>[72-74]</sup> 也做了模型迭代发展出了嵌套漏箱模型假设 (Nested Leaky-Box model, NLB)。认为宇宙线传播主要经历了以下三个过程：

- 银河系中分布着大量的宇宙线源，这些源将所有宇宙线加速到几乎相同的能谱指数，约-2.7。
- 宇宙线在加速之后在源附近的扩散过程是能量依赖的。在宇宙线传播扩散阶段，相比于高能宇宙线不会被磁场束缚，较低能的宇宙线由于被束缚在银河系中的时间长，与星际介质相互作用导致核碎裂的概率更高，随后次级宇宙线泄漏到星际介质中。
- 宇宙线在星际介质中的传播扩散过程以及之后的从银河系中泄漏的过程是能量无关的。

Cowsik 等人选择 2 Myr 作为宇宙线在银河系内的泄漏时间参数，这让 NLB 模型得出了一个不随能量增加而增加的各向异性的结论，这个结果与 Speller 等人<sup>[75]</sup> 推算的各向异性上限结果符合。由于能量在 PeV 之下的宇宙线无法逃逸出银河系磁场，所以只会在银河系内扩散传播，从而导致宇宙线几乎是各向同性的。但是在 TeV 能量范围内一些实验组，诸如：MILAGRO<sup>[76]</sup>，HAWC<sup>[77]</sup>，Tibet AS $\gamma$ <sup>[78,79]</sup>，ARGO-YBJ<sup>[80]</sup> 观察到了大约为  $10^{-3}$  水平的各向异性。这些微小的各向异性据推测可能是由于银河系磁场的方向、太阳系在银河系中的运动以及源的分布等因素所致<sup>[81]</sup>。

此外，Cowsik 和 Burch<sup>[82,83]</sup> 还建议利用正电子能谱和质子能谱的观测结果来检验 NLB 模型。根据式 (2-3) 的讨论，如果漏箱模型形成稳态之后，宇宙线的逃逸时间应该是一个稳定的常数，这会导致在  $\sim 10$  GeV 处的正电子谱应与  $\sim 200$  GeV 处的质子具有相同的能谱指数。在百 GeV 能量下，宇宙线中的质子很容易从源区逃逸出来，因此大多数正电子将在星际空间中产生，应该有相同的指数。

Cowsik 在 2016 年的工作里<sup>[84]</sup> 很好地描述了 AMS 的反质子测量结果<sup>[19]</sup> 和正电子比例<sup>[85]</sup>，但是却没有办法很好地解释硼碳比随刚度的变化，因此该理论模型具有一定的局限性。

在后面的分析中，我采用 Kobayashi<sup>[86]</sup> 在 2004 年采用的扩散系数，在 TeV 能段扩散系数的估计值  $D = (2 - 5) \times 10^{29} (E/\text{TeV})^{0.3} (\text{cm}^2 \text{s}^{-1})$ ，这个结果可以被多数理论预期，同时与目前的观测结果相自洽。

## 2.2 宇宙线电子

尽管电子 ( $e^+ + e^-$ ) 只占据宇宙线中相对较小部分，不到总数的 1%，但由于电子在 TeV 的能量尺度上会有显著能量损失，所以电子是研究邻近区域内宇宙线起源的重要探针。电子的消耗不再由逃逸主导，而是由能损主导，电子的输运方程中需要考虑含有二阶导数扩散项的“扩散模型”，而不能简单的使用上述“漏箱模型”。同式 (2-5) 描述的宇宙线的“传播方程”形式类似，某一时刻宇宙线电子在银河系内的分布情况可以用  $N_e(E, t, \vec{x})$  表示在  $t$  时刻宇宙中  $\vec{x}$  的位置且能量为  $E$  的宇宙线电子的数密度，宇宙线电子从河内分布的天体  $Q(E, t, \vec{x})$  中源源不断产生并加速并逃逸出源区，在扩散过程中传播到其他位置同时损失能量，那么在  $(t, \vec{x})$  扩散的宇宙线电子数密度随时间变化过程  $\frac{\partial N_e(E, t, \vec{x})}{\partial t}$  可以写成如下过程：

$$-\frac{\partial N_e(E, t, \vec{x})}{\partial t} = D(E) \nabla^2 N_e(E, t, \vec{x}) + \frac{\partial}{\partial E} [b(E) \cdot N_e(E, t, \vec{x})] + Q(E, t, \vec{x}), \quad (2-6)$$

此时等式右边第一项里  $D(E)$  描述与空间位置无关的宇宙线电子的扩散系数(见 2.1.1 节)，第二项描述宇宙线随时间随能量冷却的能损项(见 2.2.2 节)，第三项描述电子源项，其包括了宇宙线电子的产生和加速过程(见 2.2.3 节和 2.2.1 节)。在第 2.2.5 节中将详细介绍空间和地面实验测量电子能谱的结果。在第 2.2.6 节中将会讨论地面探测器阵列实验测量 20 TeV 之上电子能谱所面临的机遇和挑战。

### 2.2.1 宇宙线电子加速机制

恒星在演化接近末期时可能会发生超新星爆发，此过程会释放出约  $10^{51}$  erg 的能量，并且将大量的物质抛射到宇宙空间里，所以超新星通常被认为是宇宙线产生和加速的天体源，进一步推测宇宙线电子同样也会在超新星爆发这个过程中大量产生并被加速。根据超新星的吸收光谱特征，超新星被分为不同的类型，包括 Ia 型、Ib 型、Ic 型和 II 型。不同类型超新星的形成环境和条件有所不同。Ia 型超新星被认为是由双星系统里的一个白矮星从另一个伴星吸积质量，最终超过其钱德拉塞卡极限发生热核爆炸形成的。相比之下，Ib 型、Ic 型和 II 型超新星的起源则被认为是由大质量恒星的坍缩导致的。因为相对于总超新星爆发速率来说，Ia 型超新星被认为是小概率的事件<sup>[87]</sup>，所以我们接下来描述核心坍缩超新星的演化形式来介绍超新星对宇宙线电子的加速过程，主要分为如下四个阶段<sup>[88]</sup>：

• 自由扩散阶段 (Ejecta-Dominated Phase) 这个阶段超新星爆发抛射的物质自由膨胀进入星际介质，抛射的物质速度可达  $\sim (5 - 10) \times 10^3$  km/s，星际介质的速度在  $\sim (1 - 10)$  km/s。由于速度远超音速，抛射物质会在扩散前方形成向外扩展的前向激波 (forward shock)。星际介质也会反作用于抛射物质，形成反向激波 (reverse shock)。这个过程持续在  $[10^2$  yr,  $10^3$  yr] 的时间尺度上。

• 绝热膨胀阶段 (Sedov-Taylor Phase) 这个阶段是超新星爆发的前向冲击波扫过星际介质的总质量超过了抛射物质的总质量之后，超新星演化进入绝热膨胀的过程，抛射物开始出现明显减速，此时在  $\sim (5 - 10) \times 10^2$  km/s。这个过程持续在  $[10^4$  yr,  $10^5$  yr] 的时间尺度上。

• 辐射阶段 (Radiation Phase) 当冲击波进一步冷却后，辐射损失开始主导。冲击波里中性原子和离子发出辐射使冲击波冷却至  $10^6$  K。冷气体在外积聚成一个密集的壳层，包围着内部温度气体，并进一步减速至亚音速，冲击波消失。辐射过程持续约  $5 \times 10^5$  yr。

• 合并阶段 (Merge Phase) 在这一阶段逐渐冷却的气体运动速度减速至和星际介质一样。总的持续时间可以达到  $10^7$  yr。

在前两个阶段，抛射出的物质密度和压力在前向激波和反向激波中不断增加，此外激波夹层中也存在着随机分布的磁场湍流，最终形成了“扩散性激波加速” (Diffusive Shock Acceleration, DSA) 的方式加速带电粒子。Fermi 在 1949 年论证了粒子在这些磁场湍流中来回弹性散射获得加速<sup>[89]</sup>。如图 2-5a 所展示的那样，每当粒子撞击磁场湍流时粒子都会偏转，它可能会失去或获得能量。考虑到冲击波整体还是在向外抛射需要对不同的散射角度求和，平均能量增益  $\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle$  与  $\left(\frac{v}{c}\right)^2$  成正比，这就是二阶费米加速。由于  $\frac{v}{c} < 1$ ，因此二阶费米加速这种场景对宇宙线的加速非常的低效。而在超新星中抛射出来的宇宙线可能被夹逼在充满磁场湍流的前向和反向激波之中。粒子来回穿越激波面，因为激波面上游  $v_1$  和下游  $v_2$  具有不同的速度，每次穿越粒子都是正面与磁场湍流碰撞并获得能量，每次穿越平均能量增益  $\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle$  与  $\frac{v_1 - v_2}{c} \approx \frac{v_1}{c}$  成正比而逃逸概率  $P = 1 - \frac{v_1}{c}$ 。如图 2-5b 所示就是对粒子加速效率更高的费米一阶加速。

假设初始数目为  $N_0$  能量为  $E_0$  宇宙线粒子在激波面上下游穿行  $k$  次，那么加速后有  $N = N_0 P^k$  的粒子能量为  $E = E_0 \beta^k$ ，(记  $\beta = \frac{\Delta E}{E}$ ) 可以写作：

$$\frac{N}{N_0} = \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln P}{\ln \beta}} \cong \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-1}. \quad (2-7)$$

从上式可以看出宇宙线加速的能谱应该随着能量  $(dN/dE)$  呈现出  $E^{-2}$  的规律。当然天体源对宇宙线的加速能力也不是无限的，当宇宙线能损效应和加速效应相等时，宇宙线达到了最大的加速能量  $E_{max}$ 。进一步可以有天体源对宇宙线电子加速后能谱的通解：

$$\frac{dN}{dE} \propto E^\gamma e^{-E/E_{max}}, \quad (2-8)$$

其中  $\gamma$  表示电子注入谱的谱指数。Bell<sup>[91]</sup> 指出为了保证宇宙线加速到百 TeV 的

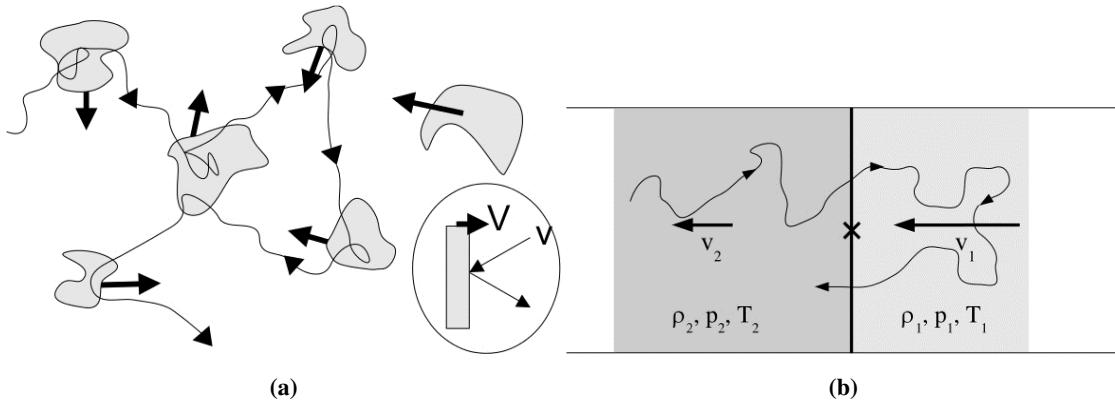


图 2-5 图 (a) 费米二阶加速示意图, 图 (b) 费米一阶加速示意图。

Figure 2-5 (a) Illustration of second order Fermi acceleration. (b) Illustration of First order Fermi acceleration.

注: 整理自<sup>[90]</sup> 的图 2.9 和 10。

水平, 费米一阶加速所需的磁场需要达到  $B \sim 100 \mu\text{G}$  的水平, 相比之下, 星际介质中的磁场强度在  $(5 \mu\text{G})$ , 银心部分的磁场据估算在  $[20 \mu\text{G}, 40 \mu\text{G}]$ <sup>[92]</sup>。费米一阶加速所需要的强磁场环境只能在超新星爆发激波中的磁场不稳定湍流中才有可能出现。

## 2.2.2 宇宙线电子能损过程

宇宙线电子在星际介质中的主要能量损失机制是由与物质相互作用的电离能损和轫致辐射过程, 在磁场中的同步辐射过程, 以及和宇宙中弥漫的辐射场发生逆康普顿散射过程导致的。

### 电离能损 (Ionisation losses)

电离能损描述带电粒子穿越介质单位距离时的平均能损, Hans Bethe<sup>[93]</sup> 在 1932 年给出了入射粒子为相对论形式的 Bethe-Bloch 公式。在宇宙线电子穿越以氢原子占绝大多数的星际介质的时候, 能损公式  $b(E)$  可以转写为:

$$b(E) = 7.64 \times 10^{-15} \cdot \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) \cdot \left[ 3 \ln \left( \frac{E}{m_e c^2} \right) + 19.8 \right] \quad [\text{eV} \cdot \text{s}^{-1}], \quad (2-9)$$

其中  $n$  表示星际介质的数密度, 大约为  $1 \text{ cm}^{-3}$ 。TeV 级别的宇宙线电子的电离能损在  $10^{-7} \text{ eV} \cdot \text{s}^{-1}$  的水平。

### 轫致辐射 (Bremsstrahlung)

如果一个运动的电子在带电核上减速, 能量以发射光子的形式释放出来。这个过程被称为轫致辐射。因为电子在散射过程之前和之后都不与核结合, 韰致辐射也被称为自由辐射。数学描述最早由 Bethe 和 Heitler<sup>[94]</sup> 完成, 如果是对完全电离的等离子气体中电子的能损可以写作

$$b(E) = 4nZ^2r_e^2\alpha cE \cdot \left[ \ln\left(\frac{E}{m_ec^2}\right) + 0.36 \right] \quad (2-10)$$

$$\cong 3.66 \times 10^{-22} \cdot \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) \cdot \left( \frac{E}{\text{eV}} \right) [\text{eV} \cdot \text{s}^{-1}], \quad (2-11)$$

其中  $Z$  为电荷数,  $r_e$  为电子半径,  $\alpha$  为结构精细常数,  $m_e$  为电子质量。此时, TeV 级别的宇宙线电子的电离能损在  $10^{-10} \text{ eV} \cdot \text{s}^{-1}$  的水平。

### 同步辐射 (Synchrotron radiation)

同步辐射过程指的是电子在磁场中做圆周运动时, 会沿着偏转轨道切线方向发射连续谱的电磁波。 $\gamma$  表示电子的洛伦兹因子, 同步辐射导致的电子能损速率的表达式可以写作:

$$b(E) = \frac{4\sigma_t c \gamma^2}{3m_e c^2} U_{mag}, \quad (2-12)$$

其中磁感应能量密度示为  $U_{mag} = B^2/8\pi$ , 汤姆逊散射截面  $\sigma_t = 8\pi r_e^2/3 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ 。

### 逆康普顿散射 (Inverse Compton scattering, IC)

逆康普顿散射过程指的是相对论电子与辐射场中的光子相互作用, 能量由电子传递到光子的过程, 光子能量增加, 电子冷却下来。由于逆康普顿散射的截面需要考虑 Klein-Nishina 效应<sup>[95]</sup> 散射截面会随着电子的能量的增加而减小。在电子静止参考系下, 如果电子能量  $m_e c^2$  小于光子场的能量  $\hbar\omega$ , 即  $m_e c^2 \ll \gamma \hbar\omega$  的时候, 散射截面简化为汤姆逊散射截面  $\sigma_t$ 。反之, 如果电子能量大于光子场的能量, 即  $m_e c^2 \gg \gamma \hbar\omega$  的时候, Klein-Nishina 效应会导致电子-光子散射界面减小, 使得的电子的能损速度减低。可以定义  $\gamma_{KN}$  用于描述对于某种能量的光子场对应的电子临界洛伦兹因子, 一旦电子的洛伦兹因子高于  $\gamma_{KN}$ , Klein-Nishina 效应会让截面减小。其中 2010 年 Schlickeiser<sup>[96]</sup> 从单电子入射灰体光子场的情形触发, 近似地给出了电子临界洛伦兹因子的经验公式:

$$\gamma_{KN} \equiv \frac{3\sqrt{5}}{8\pi} \frac{m_e c^2}{k_B T} = \frac{0.27 m_e c^2}{k_B T}. \quad (2-13)$$

所以单电子与光子场作用损失能量的公式可以表示为:

$$b(E) \cong \frac{4\sigma_t c}{3m_e c^2} U_{rad} \frac{\gamma^2 \gamma_{KN}^2}{\gamma^2 + \gamma_{KN}^2}. \quad (2-14)$$

邻近宇宙区域中弥漫着多种光子场, 邻近天体产生的电子源的能损会主要受到下表 2-1 中列举的四种光子场影响, 其中部分信息整理自<sup>[96]</sup> 的表 1。

所以上述考虑四个主要效应后, 高能电子的能损公式可以写为<sup>[87]</sup> 中的形式:

$$b(E) = A_1 \left[ \ln\left(\frac{E/\text{TeV}}{m_e c^2}\right) + 19.8 \right] + A_2 \left( \frac{E}{\text{TeV}} \right) + A_3 \left( \frac{E}{\text{TeV}} \right)^2, \quad (2-15)$$

表 2-1 邻近宇宙的光子(灰体)场。

Table 2-1 Electromagnetic gray-body radiation fields in our local universe.

光子场	温度(K)	辐射场能量密度( $U_{rad}$ , eV cm <sup>3</sup> )	临界洛伦兹因子( $\gamma_{KN}$ )	临界能量(GeV)
1 Spectral type B	20,000	0.09	$7.9 \times 10^4$	40
2 Spectral type G-K	5,000	0.3	$3.2 \times 10^5$	161
3 Infrared	20	0.4	$7.9 \times 10^7$	$4.0 \times 10^4$
4 microwave	2.7	0.25	$5.9 \times 10^8$	$3.0 \times 10^5$

第一项代表电离能损，第二项代表轫致辐射，第三项代表同步辐射和逆康普顿散射的共同作用。根据前面讨论的结果，前两项能损速度贡献在  $10^{-7} \text{ eV} \cdot \text{s}^{-1}$  的水平，在只有第三项的水平在 1TeV 接近  $(40 - 50) \text{ eV} \cdot \text{s}^{-1}$  并且随着  $E^2$  增大。所以高能宇宙线电子能损的主要过程是同步辐射和逆康普顿散射：

$$b(E) = \frac{4\sigma_t c}{3m_e c^2} E^2 \cdot \left( U_{mag} + \sum_i^N U_{rad} \right) . \quad (2-16)$$

根据电子能损的速率可以算出电子平均寿命  $\tau$ ，用于表征宇宙线电子能量冷却为初始的  $1/e$  所用的时间：

$$\tau(E) = \frac{E}{\dot{E}} = \frac{3m_e c^2}{4\sigma_t c E U} . \quad (2-17)$$

电子平均寿命正比于  $1/E_0$ 。根据上述公式可以算出 1TeV 宇宙线电子的平均寿命在约  $10^5$  年的量级。如果我们在地球探测到 TeV 能量的宇宙线电子，则其在星际中传播少于  $10^5$  年，根据<sup>[86]</sup>，宇宙线电子的最可几传播距离可做如下近似：

$$\lambda \cong 2 \cdot \sqrt{D(E) \cdot \tau(E)} . \quad (2-18)$$

进一步假设如果宇宙线电子是由天体源产生，利用在 2.1.1 中基于<sup>[86]</sup> 的估计值，可以计算出天体源距离地球在 [0.6 kpc, 0.9 kpc]，所以只有非常年轻的邻近源可以提供 TeV 以上的宇宙线电子流强。

### 2.2.3 宇宙线电子源候选

宇宙线电子源可以分为两种：初级宇宙线电子和次级宇宙线电子。其中初级宇宙线电子是直接在源区产生（并加速），可能的起源包括邻近源贡献和暗物质起源；次级宇宙线电子是原初宇宙线在传播过程中产生的  $\pi$  介子衰变产生的电子。

#### 邻近源贡献 (local astrophysics source)

之前已在 2.2.1 节中介绍了费米一阶加速。超新星遗迹 (Supernovae Remnant, SNR) 被认为是潜在的宇宙线电子源，被加速的非热电子来自于放射性核素的  $\beta$  衰变链，这些放射性核素在超新星爆发时被喷出<sup>[97,98]</sup>。这放射性核素的  $\beta$  正负衰变道分支比例并不相同，不同的 SNR 的放射性核素的丰度稍有差异，这使得

SNR 起源的正负电子的比例可能并不相同。除了超新星起源的可能，超新星爆发后留在超新星中心的脉冲星同样可以作为宇宙线电子的产生源。图 2-6 很好地展示了超新星爆发后超新星遗迹内部脉冲星风云的演化状态。

Shapiro 和 Teukolsky<sup>[99]</sup> 在 1983 年提出即使是磁场偶极方向和旋转轴方向一致的情形，高度磁化的中子星也可以在高速自转时发出电磁辐射，并产生非常强的电场。质量大于 8 倍太阳质量主序星的恒星通过超新星爆发之后形成中子星。中子星的成分绝大部分都是中子，仅存在少数的质子和电子（占中子星质量 1%），因为存在  $n \leftrightarrow p + e^-$  过程。在中子星表面的强电场将带电粒子从表层扯出并且加速。Rees 和 Gunn<sup>[100]</sup> 在 1974 年通过估算了中子星表面磁场对相对论电磁粒子加速能力，从而得出这些带电粒子之后会与磁场或者脉冲星的热辐射相互作用从而产生电磁级联。

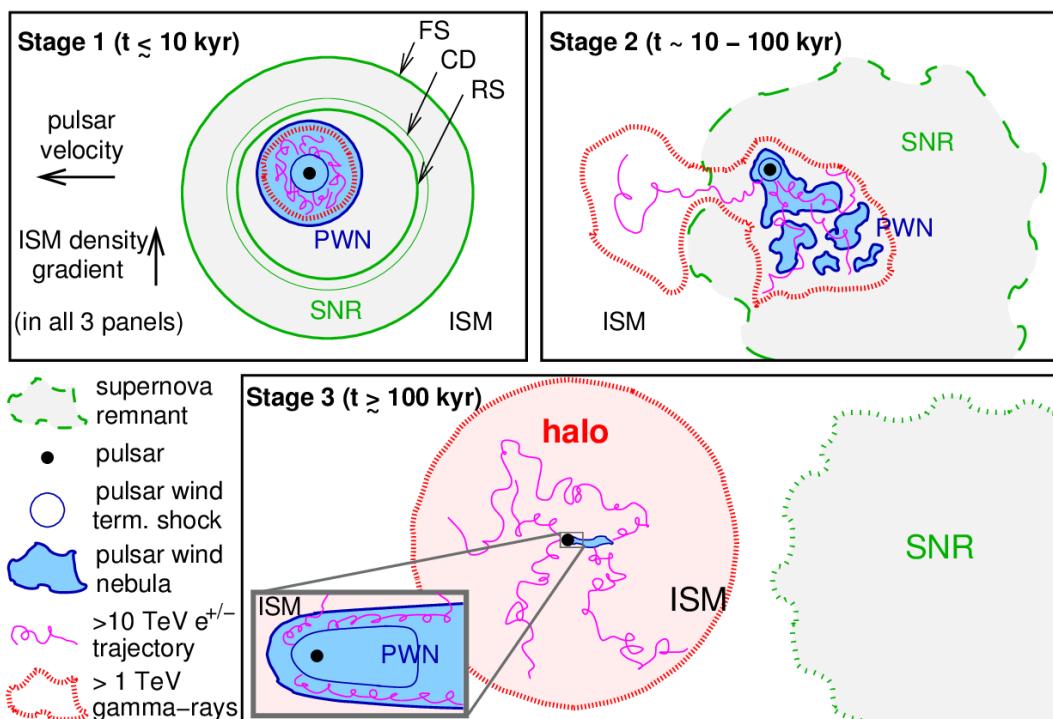


图 2-6 伴随着超新星遗迹的脉冲星风云演化路径。

**Figure 2-6 Sketch of the main evolutionary stages of a PWN with corresponding SNR shell.**

注：引自<sup>[101]</sup> 图 1。

电磁级联产生了正负电子的等离子体，并抛射到周围的空间形成脉冲星风云 (Pulsar Nebulae Wind, PWN)。脉冲星风云会不断的膨胀以穿过周围的星际介质。当脉冲星风云到达超新星膨胀的壳层位置时，会形成一个终止激波 (terminated shock)。这个终止激波让相对论速度运动的脉冲星风云被迫推动缓慢扩张的外侧星云，然后正负宇宙线电子在这里发生我们之前讨论到的 DSA 加速过程。与 SNR 起源的不同是，PWN 起源产生几乎是等量的正负电子，这也有助于解释正电子在 10 GeV 之上的起源。

此外，电子在强磁场和辐射场中损失能量释放高能的伽马射线，通过对伽马能谱的测量发现 PWN 几乎是宇宙线轻子起源。HAWC 实验在 2017 年通过对 Geminga 和 PSR B0656+14 两个脉冲星的观测结果表明这些脉冲星确实是加速了电子，但是测量到 TeV 的电子辐射出来的伽马光子表明电子扩散离开脉冲星的速度远远低于先前的假设。所以正电子超出的起源不太可能是这些脉冲星而有更奇特的起源。表 2-2 整理收集了距离太阳系在 1 kpc 以内的超新星遗迹和脉冲星的相关信息，他们是可能的宇宙线电子源。

**表 2-2 邻近的超新星遗迹和脉冲星，要求年龄小于  $5 \times 10^5$  yr，距离小于 1 kpc。数据整理基于文献<sup>[102,103]</sup>。**

**Table 2-2 List of the most promising nearby (less than 1 kpc) and young (less than  $5 \times 10^5$  years old) SNRs and pulsars. Data in table are collected from Ref<sup>[102,103]</sup>.**

天体源	年龄 (yr)	距离 (kpc)	名称
<b>超新星遗迹:</b>			
G328.3+17.6	$2 \times 10^5$	0.17	Loop I
G266.2-1.2	$6.6 \times 10^2$	0.33	Vela Jr.
G263.9-3.3	$1.11 \times 10^5$	0.3	Vela YZ
G203.0+12.0	$8.6 \times 10^4$	0.3	Monogem-Ring
G180.0-1.7	$(3 \pm 0.4) \times 10^4$	0.36-0.88	S147
G114.3+0.3	$7.7 \times 10^3$	0.7	
G89.0+4.7	$(8 - 15) \times 10^3$	0.8	
G74.0-8.5	$(7.5 \pm 2.5) \times 10^3$	0.44	Cygnus Loop
G65.3+5.7	$4.5 \times 10^5$	0.8	
<b>脉冲星:</b>			
J0633+1746	$3.42 \times 10^5$	0.16	Geminga
J0835-4510	$1.13 \times 10^4$	0.29	Vela Pulsar
J0659+1414	$1.11 \times 10^5$	0.29	Monogem
J1825-0935	$2.33 \times 10^5$	1.00	

### 传播过程 (Propagation Production)

传播过程产生的次级宇宙线电子如公式 (2-1) 和 (2-2) 所表示的那样，如果忽略掉由于原初宇宙线引入的电荷不对称性，传播过程通常会产生等量的正负电子。根据 Kobayashi<sup>[86]</sup> 在 2004 年对传播模型中次级宇宙线电子比例的估算思路：在 10 GeV 之上正电子比例增大，那么就假设能量低于 10 GeV 的正电子是由传播过程产生的，对应下来 10 GeV 之下也有等量的电子产生。在 10 GeV 之下，正电子占电子总数的 5%，同样电子中占电子总数的 5% 也是来自传播过程，所以次级宇宙线电子和初级宇宙线电子的流强比约为 1:10。在  $\lesssim$ TeV 初级宇宙线电子的能谱指数为 -2.4，而次级宇宙线电子的能谱指数应该和原初宇宙线质子的能谱指数一致，为 -2.7。根据上述能谱指数之差，可以得出次级宇宙线电子占宇宙线电子中的比例将会随着能量的升高而减少  $(E/10 \text{ GeV})^{-0.3}$ 。在 1 TeV 处次级宇宙线电子占比仅约 2.5%。在能量更高的范围内，次级电子的贡献就可以忽

略不计。

### 暗物质湮灭起源 (Dark matter annihilation)

暗物质粒子通常被认为是发生弱相互作用的大质量粒子 (Weak Interaction Massive Particle, WIMP)，这是目前暗物质最受欢迎的候选粒子之一，猜想这种只发生弱相互作用的粒子会在质量为 100 GeV 之上的范围中被我们发现。暗物质湮灭产生电子对的示意图如下图 2-7 所示。

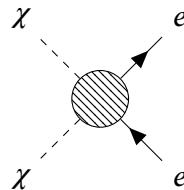


图 2-7 标量暗物质发生湮灭产生正负电子对。

Figure 2-7 Scalar field dark matter annihilation scenario.

为了获得当今宇宙观测结果相符的暗物质丰度，暗物质湮灭的相互作用截面应为  $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ 。根据暗物质的相互作用截面我们可以给出暗物质的湮灭速率从而推算出正负电子的产生速率  $R$ :

$$R = \frac{1}{2} k n^2 \langle \sigma v \rangle. \quad (2-19)$$

其中  $k$  是每次湮灭中产生正负电子的数量， $n$  是 WIMP 的数密度。湮灭产生的正负电子速率受到湮灭截面的限制，如下图 2-8 所示，暗物质湮灭产生的正电子谱将会呈现出类似峰一样的特征。宇宙线电子也成为了潜在的暗物质探针。

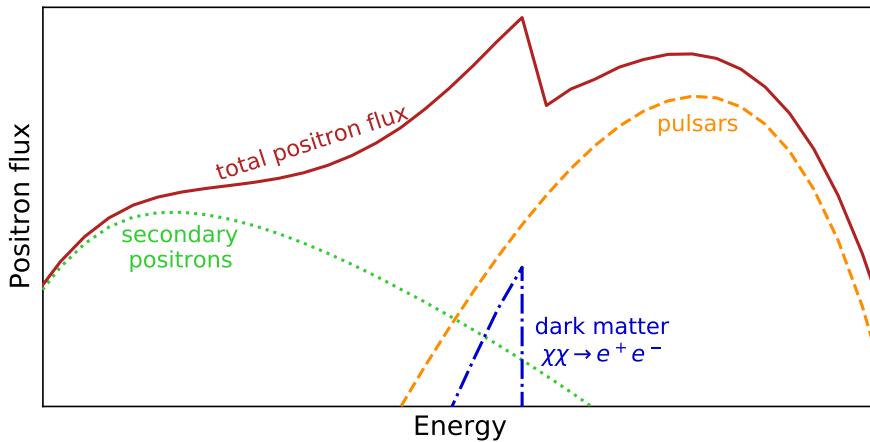


图 2-8 一种由明显存在暗物质湮灭贡献的宇宙线正电子能谱情形。

Figure 2-8 A schematic diagram of the scenario with significant Dark Matter annihilation.

注: 引自<sup>[101]</sup> 图 1。

### 2.2.4 宇宙线电子各向异性

宇宙线电子来自源项的贡献必须来自邻近区域内的源，这些源的贡献宇宙线电子会产生很强的各向异性。根据 Mao 和 Shen<sup>[104]</sup> 在 1972 年讨论在各向同性扩散情况下的单个源，偶极各向异性参数为

$$\delta_i = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{3D}{c} \frac{|\nabla N_i|}{N_i} = \frac{3r_i^2}{ct_i}, \quad (2-20)$$

这里  $I_{max}$  和  $I_{min}$  分别是整个天空中电子强度的最小值和最大值。第  $i$  个电子贡献源的电子浓度，其年龄为  $t_i$ ，距离为  $r_i$ 。扩散系数  $D$  在第 2.4 节中进行了更详细的讨论。di Bernardo 等人<sup>[105]</sup> 预测常规天体源在 1 TeV 处的偶极各向异性振幅可高达 20%。在 GeV-TeV 能量范围内，宇宙线电子的偶极各向异性预期在  $5 \times 10^{-2}$  的水平<sup>[106]</sup>。如果是暗物质作为宇宙线电子源，通过对银河内暗物质的多体模拟结果表明，暗物质晕和成团的暗物质都会在银河内大致分布均匀，只可能在银河系中心有相对较小的各向异性或者是成团的暗物质在太阳系附近存在数密度的涨落波动贡献宇宙线电子的各向异性。Borriello 等人<sup>[107]</sup> 基于对邻近暗物质分布的模拟，推算出由暗物质分布引入宇宙线电子的偶极各向异性小于 1%，这比脉冲星/超新星遗迹产生的各向异性要小得多。

### 2.2.5 宇宙线电子观测现状和预期

图 2-9a 展示了各家实验对 [1 GeV, 10 TeV] 范围内宇宙线电子能谱的测量情况，纵坐标乘以能量的 3 次方以更好的展示宇宙线电子的能谱特征。空间实验可以直接观测全电子能谱，如图中展示的 PAMELA 实验<sup>[108]</sup>，AMS-02 实验<sup>[109,110]</sup>，CALET 实验<sup>[111]</sup>，DAMPE<sup>[33]</sup> 和 Fermi-LAT 实验<sup>[112]</sup>，以及气球搭载实验 CAPRICE<sup>[113]</sup>。其中，PAMELA 实验、AMS-02 实验和 CAPRICE 实验覆盖了非常低能量范围 ( $E \leq 10$  GeV)，由于这些实验的数据在不同观测时段内获取，受太阳活动周期影响的太阳调制可以解释在  $E \leq 20$  GeV 范围内这三个实验之间通量的差异。从 10 GeV 到约 300 GeV 的能量范围，AMS-02 实验、PAMELA 实验、DAMPE 实验、CALET 实验和 Fermi-LAT 实验测量结果基本一致。

对于高于 300 GeV 的能量范围，地面大气切伦科夫望远镜 (Imaging Atmosphere Cherenkov Telescope, IACT) 可以对电子能谱进行间接测量。相比于空间实验，地面 IACT 实验具有较大的有效面积 ( $\sim 1 \text{ km}^2$ )，可以为宇宙线研究提供足够统计量的观测数据。截止目前，地面 IACT 实验中的 H.E.S.S. 实验<sup>[54]</sup>，MAGIC 实验<sup>[114]</sup> 和 VERITAS 实验<sup>[55]</sup> 均报道了电子能谱的测量结果。

在图 2-9a 中高于 300 GeV 的能段可以看出，来自直接测量的 DAMPE 实验、CALET 实验和 Fermi-LAT 实验以及间接测量的 H.E.S.S. 实验和 VERITAS 实验测量的电子能谱在统计误差范围内是基本一致的。在 1 TeV 左右能谱出现拐折，由 H.E.S.S. 实验首次发现，并在后续得到 VERITAS、DAMPE 和 CALET 的确认。此外，黑色粗实线是宇宙线质子能谱乘 0.01 倍修正到了宇宙线电子能谱的水平，

电子能谱在 10 GeV 之上出现了明显软化的行为，与质子能谱指数变化存在明显差异。

反粒子通常只占宇宙射线的一小部分，人们常用正电子占电子总数的比例  $\Phi_{e^+}/(\Phi_{e^+} + \Phi_{e^-})$  随电子能量  $E$  的变化描述正电子行为与电子行为之间的差异。图 2-9b 展示了 AMS-02 实验<sup>[108]</sup>，HEAT-pbar 气球实验<sup>[115]</sup>，PAMELA 实验<sup>[116]</sup>对宇宙线正负电子比例的测量结果。这些实验设计里包含磁谱仪，可以根据带电粒子的偏转方向确定其电荷种类。

目前宇宙线正负电子比例在 [4 GeV, 20 GeV] 能量区间维持  $10^{-2}$  的数量级，在 100 GeV 之上则增大至  $10^{-1}$  的数量级。图 2-9b 中的黑色粗实线描述了电子起源纯粹由于来自于质子碰撞产生的次级宇宙线假设下正电子比例随能量变化的情况<sup>[123]</sup>。在 10 GeV 之上，实验测量的结果都明显的偏离了基本的质子传播过程产生正电子模型预期，所以人们提出了多种宇宙线电子起源的假设去解释宇宙线正电子比例在高能段的超出行为，暗物质起源假设<sup>[124]</sup>(绿色线)、3D 扩散模型假设<sup>[125]</sup>(蓝色线) 以及常规天体源贡献假设<sup>[126]</sup>(红色线)。此外，AMS-02 实验在 200 GeV 处发现正电子比例可能存在截止点，这有助于我们识别正电子过剩的来源。

在第 2.2.5.1 节中将详细介绍空间实验测量结果。在第 2.2.5.2 节中介绍地面实验间接测量电子能谱结果，H.E.S.S. 实验将电子能谱的测量推至了 20 TeV。

### 2.2.5.1 空间实验观测结果

空间实验观测主要介绍 AMS-02 实验的观测结果，因为 AMS-02 实验对正负电子的能谱分别做了精细测量。如图 2-10 所示，可以直接看出宇宙线正负电子有着完全不同的流强和能量依赖关系。

AMS-02 分析了从 2011 年至 2017 年六年间约  $28.1 \times 10^6$  个电子事例<sup>[109]</sup>，对 [500 MeV, 2 TeV] 能量范围内的宇宙线电子能谱行为做了测量，以近  $7\sigma$  显著性发现电子于  $42.1^{+5.4}_{-5.2}\text{GeV}$  开始出现能谱硬化，并且以  $5\sigma$  显著性排除电子能谱在 1.9 TeV 之前会出现截断。

同时，AMS-02 也分析了同样观测时段内收集到的  $1.9 \times 10^6$  个正电子事例<sup>[110]</sup>，对 [500 MeV, 1 TeV] 能量范围内的宇宙线正电子能谱行为做了测量，发现正电子于  $25.2 \pm 1.8\text{ GeV}$  开始出现能谱硬化，而在  $284^{+91}_{-64}\text{GeV}$  能谱指数开始急剧软化后出现截断。

无论是电子能谱还是正电子能谱，随着电子能量的变化，在 10 GeV 之下是迅速软化的，而在高于 20 GeV 时，均出现了不同程度的硬化行为。值得注意的是，电子能谱在 [17.98 GeV, 27.25 GeV] 能段内的能谱指数在  $\gamma = -3.295 \pm 0.026$ ，而在 [55.58 GeV, 1.4 TeV] 能段内能谱指数变硬到  $\gamma = -3.180 \pm 0.008$ ，而且几乎是与电子能量非相关的。这个现象与我们认为的宇宙线电子基于扩散得到的幂律分布的假设相违背，这说明存在着新的宇宙线电子源。

在这里我们假设电子贡献源会等量的产生正负电子，并且造成了电子能谱

在高能段的硬化行为。宇宙线电子的能谱拟合结果展示如图 2-11a，采用了一个幂律谱描述的扩散项叠加另一个幂律谱描述等量产生正负电子的贡献源项描述测量到的宇宙线电子流强：

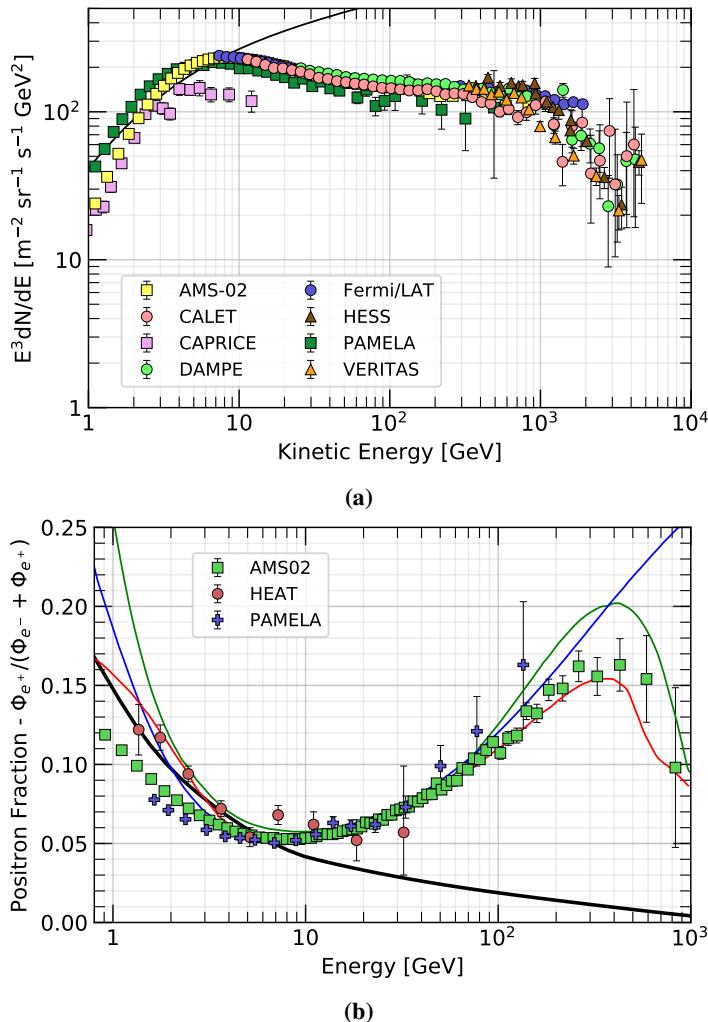


图 2-9 图 (a) 宇宙线正负电子能谱<sup>[30,109,110,112,117-121]</sup>，黑色实线是质子能谱乘 0.01 放到和宇宙线正负电子同一水平<sup>[22]</sup>。图 (b) 正电子在宇宙线电子流强中占比 “ $\Phi_{e^+}/(\Phi_{e^+} + \Phi_{e^-})$ ”<sup>[115,116,118,122-126]</sup>。黑色粗线表示电子起源纯粹由于来自于质子碰撞产生的次级宇宙线<sup>[123]</sup>，绿色线描绘了暗物质湮灭起源的预期结果<sup>[124]</sup>；蓝线代表了传播产生二次宇宙线电子起源的预期结果<sup>[125]</sup>；红色线代表了脉冲星起源的预期结果<sup>[126]</sup>。

Figure 2-9 (a) The spectrum of electrons plus positrons (except PAMELA data, which are electrons only)<sup>[30,109,110,112,117-121]</sup>. The line shows the proton spectrum<sup>[22]</sup> multiplied by 0.01. (b) The positron fraction (ratio of the flux of  $e^+$  to the total flux of  $e^+$  and  $e^-$ )<sup>[115,116,118,122]</sup>. The heavy black line is a model of pure secondary production<sup>[123]</sup>. The green line is dark matter decay scenario<sup>[124]</sup>; The blue line is propagation physics scenario<sup>[125]</sup>; The red line is pulsar origins scenario<sup>[126]</sup>.

注：2-9a 引自<sup>[58]</sup>2022 版 PDG 手册图 30.3；2-9b 引自<sup>[58]</sup>2022 版 PDG 手册图 30.4。

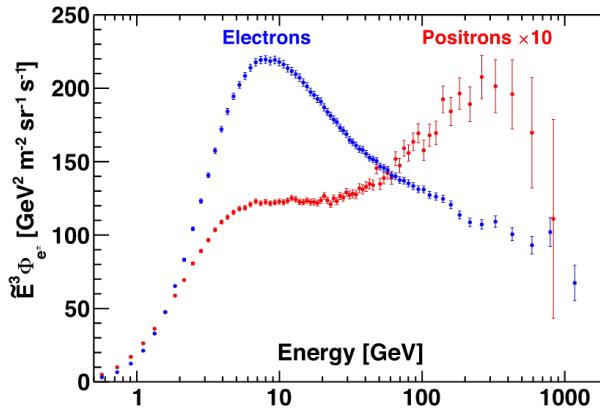


图 2-10 AMS 实验测量到的宇宙线电子能谱(蓝色), 正电子能谱(红色, 乘以系数 10 至宇宙线电子的水平)展示为( $\hat{E}^3 \Phi_{e^\pm}$ )。

Figure 2-10 The AMS electron (blue data points) and positron (red data points, multiplied by 10) spectra ( $\hat{E}^3 \Phi_{e^\pm}$ ).

注: 引自<sup>[109]</sup> 图 1.

$$\Phi_{e^-}(E) = C_{e^-} \left(\frac{E}{E_1}\right)^{\gamma_{e^-}} + f_{e^-} C_s^{e^+} \left(\frac{E}{E_2}\right)^{\gamma_s^{e^+}} e^{-\frac{E}{E_s^{e^+}}}, \quad (2-21)$$

其中表示扩散的幂律项由归一化参数  $C_{e^-}$  和指数  $\gamma_{e^-}$  调控, 具有指数能量截止的电子源项由归一化参数  $C_s^{e^+}$ , 指数  $\gamma_s^{e^+}$  和截断能量  $E_s^{e^+}$  调控。拟合结果发现不可能通过宇宙线电子的能谱提取出关于额外源是否存在及其源的特征信息, 最终宇宙线电子能谱被拟定为是由无截断的双幂律谱组成的, 如图 2-11b, 公式形式如下:

$$\Phi_{e^-}(E) = \frac{E^2}{\hat{E}^2} [1 + (\frac{\hat{E}}{E_t})^{\Delta_{\gamma_l}}] [C_a (\frac{\hat{E}}{E_a})^{\gamma_a} + C_b (\frac{\hat{E}}{E_b})^{\gamma_b}]. \quad (2-22)$$

我们需要正电子能谱的拟合信息辅助我们理解宇宙线电子的起源, 而正电子能谱可以很容易用一个幂律谱描述的扩散项和另一个带截断的幂律谱描述贡献源项结合起来描述测量到的宇宙线正电子流强:

$$\Phi_{e^+}(E) = \frac{E^2}{\hat{E}^2} [C_d (\frac{\hat{E}}{E_1})^{\gamma_d} + C_s (\frac{\hat{E}}{E_2})^{\gamma_s} e^{-\frac{\hat{E}}{E_s^{e^+}}}], \quad (2-23)$$

其中表示扩散的幂律项由归一化参数  $C_{e^+}$  和指数  $\gamma_d$  调控, 具有指数能量截止的电子源项由归一化参数  $C_s$ , 指数  $\gamma_s^{e^+}$  和截断能量  $E_s^{e^+}$  调控。拟合结果如图 2-12 所示, 根据宇宙线电子能谱的测量结果, AMS-02 认为在 100 GeV 以上正电子的超出行为主要来自于暗物质湮灭或者存在其他的天体源贡献。

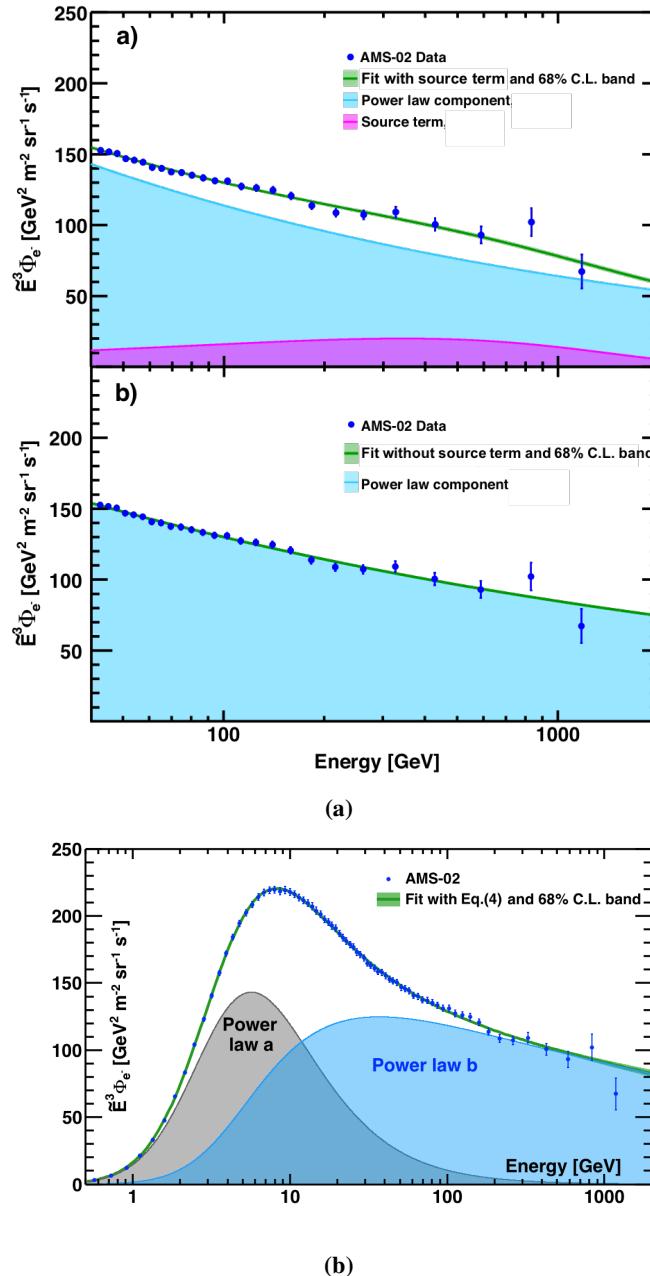


图 2-11 图 (a) 中子图 a) 在能量范围 [41.61 GeV, 1400 GeV] 内, 使用 (方程 (2-21)  $f_{e^-} = 1$ ) 对电子能谱数据进行拟合, 绿色带表示其 68% 置信区间。紫红色区域表示电子源项贡献, 而蓝色区域表示扩散项部分。子图 b) 则表示没有额外电子源贡献的拟合结果。图 (b) 中展示无截断双幂律谱的拟合结果, 能量范围 [0.5 GeV, 1400 GeV] 内, 绿色带表示其 68% 置信区间。灰色和蓝色分别代表 a 成分幂律谱和 b 成分幂律谱。

**Figure 2-11 (a)** sub-figure a) The fit of a power law plus the positron source term (Eq. (2-21)  $f_{e^-} = 1$ ) to the electron flux data in the energy range [41.61 – 1400] GeV with the 68% C.L. (green band). The source term contribution, identical to that of positrons, is represented by the magenta area and the power law component by the blue area. sub-figure b) The fit of a power law (Eq. (2-21)  $f_{e^-} = 0$ ) to the electron flux data in the energy range from 41.61 GeV to 1400 GeV with the 68% C.L. (green band). The blue area represents the power law component. (b) The two-power law fit (Eq. (2-22)) to the electron flux data in the energy range [0.5 – 1400] GeV with the 68% C.L. (green band). The two power-law components a and b are represented by the grey and blue areas, respectively.

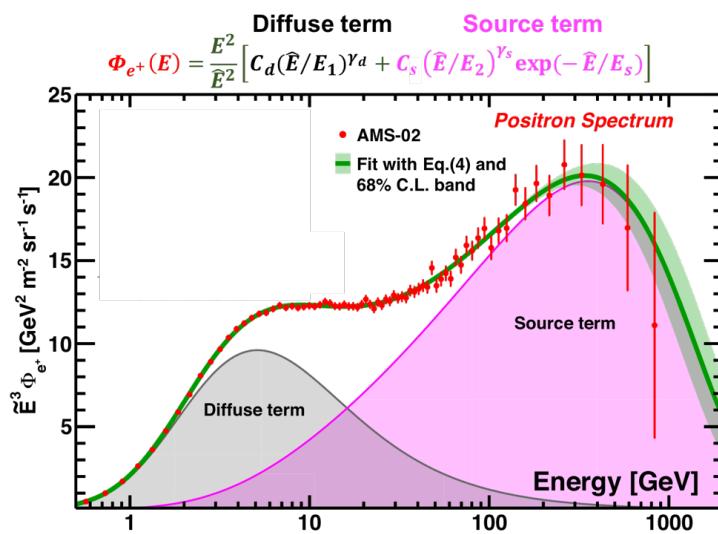


图 2-12 用绿色线标出拟合函数在 [0.5 GeV, 1000 GeV] 能量范围内的结果，其中浅绿色带是 68% 置信区间。灰色表示的扩散项主导了低能部分的宇宙线正电子能谱，而高能部分由紫红色表示的额外源项贡献了绝大部分宇宙线正电子的超出。

Figure 2-12 The fit of Equation (green line) to the positron flux in the energy range [0.5–1000] GeV together with the 68% CL interval (green band). The exponential cutoff of the source term is determined to be  $810^{+310}_{-180}$  GeV from the fit. The red data points represent the measured positron spectrum. The source term contribution is represented by the magenta area and the diffuse term contribution by the grey area.

注：引自<sup>[110]</sup>。

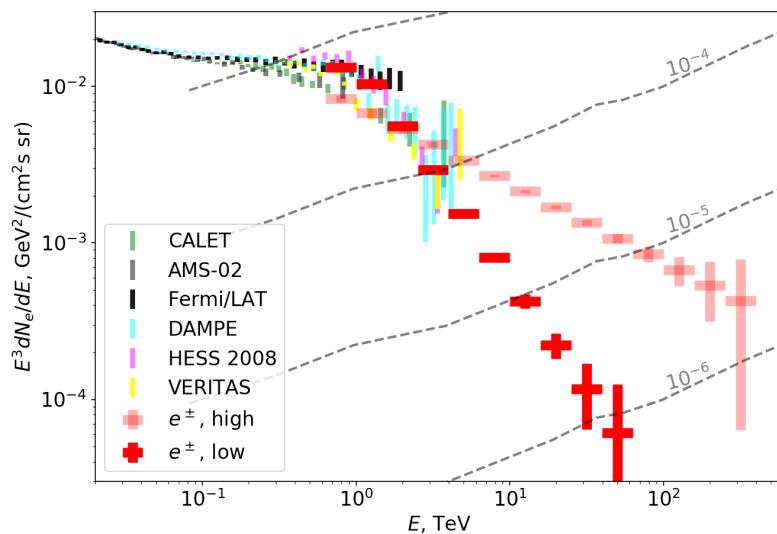


图 2-13 对于宇宙线电子能谱的两种预期，硬能谱指数发展趋势和软能谱指数发展趋势。

Figure 2-13 Two possible high-energy cosmic-ray electron power-law extrapolations are considered, with higher and lower flux levels.

注：引自<sup>[127]</sup> 图 5。

图 2-13 展示了空间实验对电子能谱的测量结果预期出现了分歧, 其中 Fermi-LAT 实验和 DAMPE 实验拟合得出了能谱指数发展趋势, 截断能量在  $E_b = 914 \pm 98$  GeV 处, 能谱指数  $\Gamma$  从  $3.09 \pm 0.01$  软化至  $3.92 \pm 0.20$ 。而在国际空间站上的 AMS-02 实验和 CALET 实验得到了结果接近的硬能谱指数发展趋势, 能谱指数为  $\Gamma$  从  $3.15 \pm 0.02$ , 如果同样将截断能量设置在  $E_b = 914$  GeV 软化至  $3.81 \pm 0.32$ <sup>[128]</sup>。对 TeV 之上的宇宙线电子能谱测量将有希望帮助我们理解宇宙线电子能谱指数的发展趋势。至于宇宙线电子的各向异性, Fermi-LAT 实验发布了基于 7 年观测结果分析给出的宇宙线各向异性的搜索结果<sup>[129]</sup>, 可以以  $10^{-3}$  的各向异性水平探测。Fermi 实验给出偶极各向异性的 95% 置信水平上限从 4.2 GeV 的  $\sim 3 \times 10^{-3}$  上升到至 2 TeV 时的  $3 \times 10^{-2}$ 。

### 2.2.5.2 地面实验观测结果

地面实验间接测量宇宙线电子能谱主要介绍 H.E.S.S. 实验的观测结果。目前 H.E.S.S.<sup>[30,54]</sup> 在 2008 年就成功地实现了宇宙线电子事例的区分和重建。增强决策树 (Boosted Decision Tree, BDT) 分析技术极大压制了宇宙线强子背景, 利用 BDT 方法得出  $\zeta$  分布推算出的宇宙线电子占比上限。这些改进首次使得能够测量达到约 20 TeV 的宇宙线电子能谱<sup>[130]</sup>, 测量结果如图 2-14 所示。

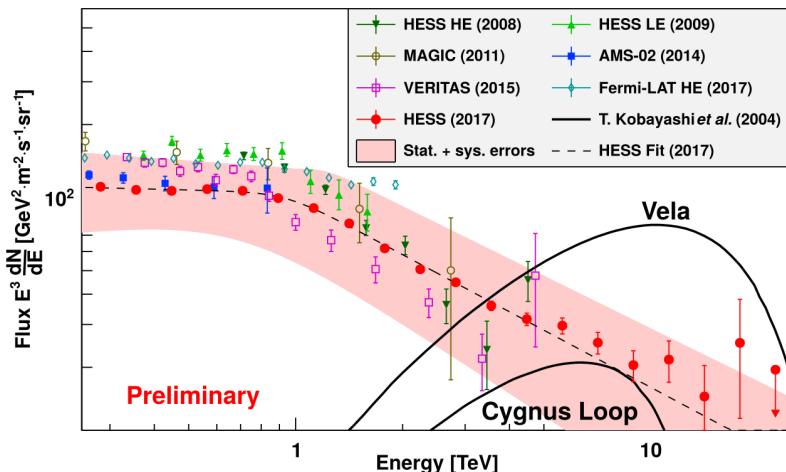


图 2-14 2017 年 H.E.S.S. 实验测量的宇宙线电子能谱 (红点) 与之前各种实验的测量结果进行比较。用黑线标出的是基于 Kobayashi<sup>[86]</sup> 预测两个天体源 Vela 和 Cygnus Loop 对宇宙线电子能谱的贡献。

**Figure 2-14** Cosmic-ray electrons energy spectrum measured with H.E.S.S. in 2017 (red dots) compared to previous measurements from various experiments. Comparison of the new measurement by H.E.S.S. (red dots) with some model predictions for two astrophysics sources<sup>[86]</sup>, Vela and Cygnus Loop (black lines).

注: 引自<sup>[130]</sup> 图 6.26

与空间实验观测结果预期不一样的是, H.E.S.S. 实验和 VERITAS 实验对宇

宙线电子能谱的测量结果均可以表明 TeV 之上宇宙线电子能谱突然软化，暗示了背后有着不同于 TeV 之下的物理过程，这种能谱陡峭的变化可能暗示了宇宙线电子源的特征。基于 Kobayashi<sup>[86]</sup> 提出的天体源邻近源扩散模型，可以推测的 Vela 贡献的宇宙线电子能谱，但是发现 Vela 贡献的宇宙线电子能谱预期高于目前 H.E.S.S. 的宇宙线电子测量能谱，排除了 Vela 对宇宙线电子的贡献。值得注意的是，H.E.S.S. 实验组内多个报告指出：虽然无法完全排除质子污染的可能性，4 TeV 之上宇宙线电子能谱出现了不显著的硬化行为<sup>[102,130,131]</sup>。

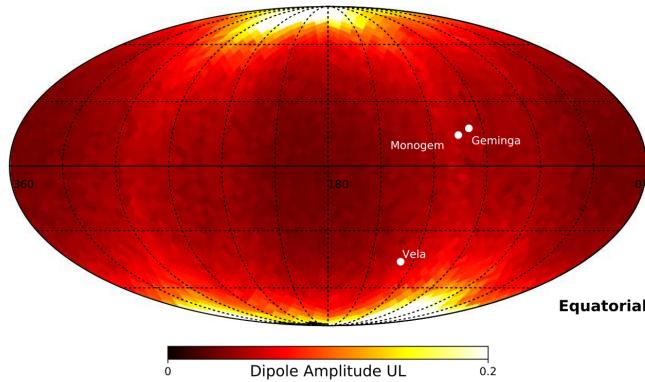


图 2-15 H.E.S.S. 实验给出在赤道坐标系下的 400 GeV 以上偶极各向异性 95% 置信水平上限天图。Vela、Geminga 和 Monogem 的位置用白色点标出。在高赤纬区域 H.E.S.S. 实验对各向异性限制能力有限。

Figure 2-15 95% C.L. upper limit sky map on the dipole anisotropy in equatorial coordinates for an energy threshold of 400 GeV. The location of Vela, Geminga and Monogem are shown as white dots. At the poles, no relevant upper limits can be extracted.

注：引自<sup>[131]</sup> 图 5.18

在 TeV 能量范围内 H.E.S.S. 实验虽然具有观测宇宙线电子的灵敏度，但是受限于约其  $10^{-3}$  sr 量级的有限视场，无法直接测量电子的各向异性。为了能计算偶极各向异性振幅的上限，H.E.S.S. 实验利用生成的  $\zeta > 0.95$  的信号天图和各向同性的背景事例天图，在天区图上逐观测区域的比较观测结果得到电子事例占比，用  $90^\circ$  的卷积核积分后，再利用模拟天体源给出偶极各向异性的上限。图 2-15 展示了 H.E.S.S. 实验在 95% 置信水平下的偶极各向异性上限的情况，对高赤纬区域偶极各向异性的上限限制能力不足。

最后将 H.E.S.S. 实验与 Fermi-LAT 实验的观测结果进行比较，如图 2-16 所示。在 Vela, Monogem 和 Geminga 方向，H.E.S.S. 实验对于 400 GeV 以上的宇宙线电子各向异性达到约 5% 的限制，与最新的 Fermi-LAT 分析中获得的 2-3% 水平限制相比<sup>[129]</sup> H.E.S.S. 实验对宇宙线电子各向异性的上限也极大的限制了天体源贡献宇宙线电子的假设，也说明地面实验有潜力在 TeV 能量范围内探测到宇宙线电子的各向异性的结果。

### 2.2.6 高能段宇宙线电子观测机遇与挑战

空间实验测量的正电子能谱表明在数百 GeV 附近有超出于宇宙线扩散传播起源预期的结构，暗示可能有邻近的电子源或者来自于暗物质额外贡献的可能。但是空间实验近 TeV 能段处宇宙线电子能谱出现了差异，而百 GeV 之下的结果却基本一致，这可能来自不同实验中欠考虑和能量相关的系统误差。目前地面实验已经将宇宙线电子谱观测延伸至 20 TeV，本来应该强烈暗示了邻近源的存在，但是我们却排除了部分邻近源的贡献，以至于我们仍然无法确定电子谱在数百 GeV 处超出的贡献来源。根据 H.E.S.S. 实验的最新测量结果，宇宙线电子能谱服从一个缓慢截断的幂律谱 (Smooth broken power law spectral model)：

$$E^3 f_{\text{H.E.S.S.}} = N_0 \left( \frac{E}{1 \text{TeV}} \right)^{3-\Gamma_1} \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_b} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right]^{-(\Gamma_1 - \Gamma_2)\alpha}. \quad (2-24)$$

其中  $E_b$  截断前的能谱指数  $\Gamma_1 = 3.04$ ,  $E_b$  截断前的能谱指数  $\Gamma_2 = 3.78$ , 截断能量  $E_b = 0.94 \text{ TeV}$ , 1 TeV 处  $E^2$  流强  $N_0 = 104 \text{ GeV}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , 用于表征两个能谱指数过渡行为的光滑参数  $\alpha = 0.12$ 。能谱在近 1 TeV 的位置出现截断，一直以幂律延伸到 20 TeV 处，这表明了宇宙线电子一定有邻近源将电子加速到这么高的能量。但奇怪的是在 TeV 之上没有出现截断的特征，这让我们很难通过截断能量来确定源的特性。但是宇宙线电子 TeV 能量之上的幂律谱不可能一

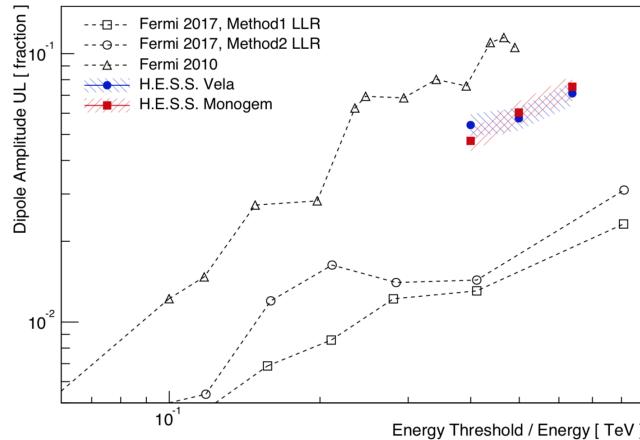


图 2-16 H.E.S.S. 实验针对 Vela 和 Monogem 方向上不同能量下偶极各向异性的上限。这些限制取 95% 置信水平上限。还展示了来自 2010 年和 2017 年 Fermi-LAT 对宇宙线电子全天的偶极各向异性上限结果。

**Figure 2-16** Limits on the dipole anisotropy amplitude obtained by H.E.S.S. for the direction of Vela and Monogem for three energy thresholds. The limits are expressed as 95% C.L. as a function of energy. Also shown are the all-sky upper limits from the 2010 and 2017 Fermi analyses.

注：引自<sup>[131]</sup> 图 6.4

直持续下去，所以我们如果能对 [10 TeV, 100 TeV] 能段的宇宙线电子能谱进行有效的测量，就有希望通过高能段的电子能谱特征发现电子源的特征，或者新的贡献成分。能谱的截止能量将帮助我们确定源的扩散传播的时间尺度、距离和性质后，再进一步去区分出在 10 GeV 处超出预期流强的电子究竟是何种起源。

如下表 2-3 所示我整理了空间实验和地面实验的对宇宙线电子测量所需要的关键性能参数，在数十 TeV 至数百 TeV 能段只有利用地面探测器阵列可以积累到足够的宇宙线电子统计量。目前，地面探测器阵列探测器目前还没有间接测量宇宙线电子能谱的报道。

根据如图 2-13 所示现有的 H.E.S.S. 实验测量结果的外推 ( $e^\pm$ , high 情形)，地面实验需要在 20 TeV 和 200 TeV 处实现  $2 \times 10^4$  和  $2 \times 10^5$  的宇宙线质子背景排除能力，才能将宇宙线质子流强压低至宇宙线电子流强的水平。LHAASO 探测器阵列的背景排除能力在 100 TeV 处的宇宙线背景排除能力  $> 2 \times 10^4$ ，需要使用进一步优化后的轻子/强子鉴别参数才有可能压低宇宙线核子的污染，实现对宇宙线电子的测量。

表 2-3 不同实验手段测量宇宙线电子能谱优劣势比较结果。

**Table 2-3 The comparison between different experiments to measure the cosmic ray spectrum.**

技术参数	直接测量		间接测量
	卫星实验 (AMS-02)	大气切伦科夫望远镜 (H.E.S.S.)	探测器阵列 (LHAASO)
有效面积	$0.5\text{m}^2 \cdot \text{sr}$ <sup>[132]</sup>	$4 \times 10^4 \text{m}^2 (>4\text{TeV})$	$1.8 \times 10^5 \text{m}^2 (>100\text{TeV})$
统计量 视场		$6 \times 10^{-3} \text{ sr}$	2 sr
观测时间	99% time of year	250 h per year (survey) <sup>[133]</sup>	99% time of year
能量重建	few%	15%	20%
轻子/强子鉴别	$>10^4 (3 \text{ GeV}/c - 2 \text{ TeV}/c)$ <sup>[134]</sup>	$10^4 (1 \text{ TeV} - 4 \text{ TeV})$ <sup>[30]</sup>	$>2 \times 10^4 (100 \text{ TeV})$ <sup>[135]</sup>

### 2.3 利用宇宙线观测检验洛伦兹破缺

在 2.2.3 节讨论了宇宙线正电子比例存在明显超出，而 AMS-02 实验测量的反质子/质子比例在高能处不随能量变化，保持在  $2 \times 10^{-4}$  的数量级<sup>[19]</sup>，这种反质子比例和正电子比例行为上的差异有两种解释：一是该现象可能表明暗物质湮灭异常地偏爱轻子产生道，而禁戒强子产生道<sup>[136]</sup>。二是该现象可能表明宇宙对高能  $e^-e^+$  对与  $p\bar{p}$  对产生的阈值不同于在洛伦兹不变性 (Lorentz invariant) 的框架下的情形——发生对产生能量阈值就是电子对和质子对的静止质量。在洛伦兹对称性破缺 (Lorentz Violation) 的背景下，可以由能量-动量色散关系得出对产生阈值是静止质量的平方项<sup>[137]</sup>，进而可能解释正电子能谱和反质子比例在高能处行为上存在差异的现象。而洛伦兹破缺可能暗示了宇宙存在一种统一四种相互作用的理论 (The Theory of Everything, 万物理论)，这种理论预言并要求引力可以被量子化。

### 2.3.1 量子引力简述

四种基本相互作用中有三种被描述为标准模型中的基本粒子：胶子用于传递强相互作用，光子用于传递电磁相互作用，而  $W^\pm$  和  $Z$  粒子用于传递弱相互作用，这三种相互作用可以在有效量子场论 (Effective Quantum Theory, EFT) 下被很好地描述。有效量子场论在合适的能量 (或者长度) 尺度下做适当的近似处理，确定动力学自由度，写出该有效场的 Lagrangian 量并且对发散的部分进行重整化，计算有限阶数的耦合项就可以在足够的精度上描述过程。

而目前对第四种相互作用——引力的理论是由爱因斯坦在 20 世纪初期发展起来的广义相对论所描述的。它深刻地改变了我们对空间和时间的理解。然而，广义相对论无法自治的描述极端天体附近的物理情形：例如，黑洞的 Hawking 辐射带来的信息丢失问题<sup>[138]</sup>，一个太阳质量的黑洞携带的熵高达  $S_{1M_\odot} = 10^{77}$ <sup>[139]</sup>，如何解释如此巨量的熵而黑洞蒸发结束时熵又被转移到哪里了。超新星爆发后的留下的中子星的密度会高达  $10^{17} \text{ kg/cm}^3$ ，半径会被强大的引力压缩至  $10^4 \text{ m}$ 。考虑了相对论效应对物质影响的 Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) 公式给出了中子星质量的上限。在 Özel 等人<sup>[140]</sup> 和 Zdunik 等人<sup>[141]</sup> 推算 TOV 极限估计为  $2.1M_\odot$ ，但 17 年双中子星并和的引力波事件 GW 170817 和相伴产生的伽马暴 GRB 170817A 的观测结果表明存在一颗质量为  $2.16M_\odot$  的中子星<sup>[142]</sup>，让人们开始思考广义相对论的局限性。

如何正确且一致地将广义相对论和标准模型统一起来这一问题，引发了许多人对量子引力 (Quantum Gravity) 的思考。量子引力这一理论预计会用更加物理合理的图景取代广义相对论在黑洞中心预测的无穷奇点和在强引力场下费米气体的行为，这也将填补上标准模型里最后待商榷的“引力子” (Graviton) 如下图 2-17 所示。

但是目前引力是无法重整化的，因为引力的耦合常数即牛顿引力常数  $G$  的量纲是能量量纲的-2 次，记为  $\mathcal{O}(M^{-2})$ 。而一个理论的耦合常数如果是负次的，那么就是那么这个理论就不可重整。按照有效场论的角度来看，非可重整理论并没有什么问题，考虑一个根据能量截断  $\Lambda$  展开的有效 Lagrangian 量表示引力：

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(\Lambda) = \mathcal{L}_{\text{renorm}} + \sum_{\alpha} \frac{g_{\alpha}}{\Lambda^{\dim \mathcal{O}_{\alpha}-4}} \mathcal{O}_{\alpha}. \quad (2-25)$$

其中可以重整化的  $\mathcal{L}_{\text{renorm}}$  与能标截断位置无关，而  $\mathcal{O}_{\alpha}$  表示不可重整化的算子， $g_{\alpha}$  表示重力耦合常数。可以将重力耦合常数换算成我们更为熟悉的引力常数  $G$ ，那么广义相对论有效的能标截断位置在：

$$\Lambda \equiv (\hbar c^5/G)^{1/2} = E_{Pl} \simeq 1.22 \times 10^{28} [\text{eV}]. \quad (2-26)$$

说明普朗克能标能标之下才是广义相对论适用的情形，也可以说广义相对论是量子引力的低能有效理论。

将引力量子化的几种方法提供了对时空结构的迷人视角，包括直接在有效场论上做拓展 (Standard Model Extension, SME)，目前 3 维和 4 维的质量已

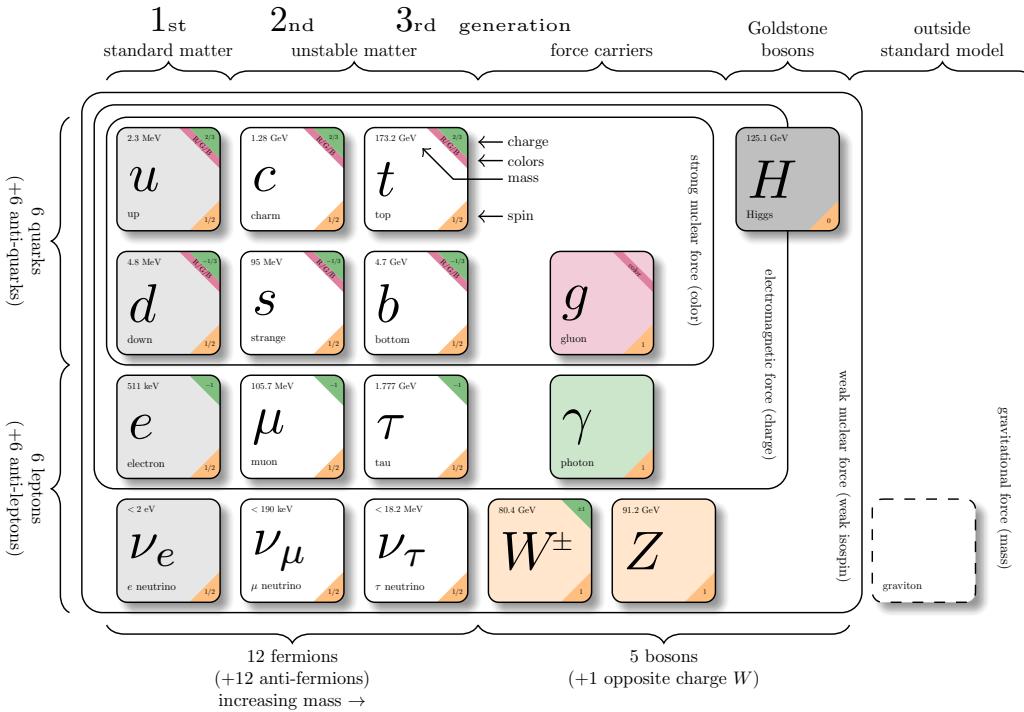


图 2-17 物理界的标准模型示意图。

Figure 2-17 A standard diagram of the current standard model of physics.

经可以做到重整化，例如最小扩展标准模型 (minimal Standard Model Extension, mSME)<sup>[143]</sup>。此外，弦理论 (String Theory)<sup>[144]</sup>、时空泡沫 (Space-time Foam)<sup>[145–147]</sup>、非交换几何 (Non-commutative Geometry)<sup>[148,149]</sup> 和环形量子引力 (Loop Quantum Gravity)<sup>[150,151]</sup> 也为我们提供了关于超越标准模型的全新视角。

其中一些量子引力理论预测在接近普朗克能量时  $E_{QG} \sim E_{Pl}$ <sup>[152]</sup>，可以由 CPT 对称性 (CPT symmetry violation) 破缺导致了洛伦兹对称性破缺<sup>[153,154]</sup>，这是一个充分非必要条件。但是普朗克能量  $E_{Pl}$  比已知的最高能量粒子—— $10^{20}$  eV 的 GZK 截断附近的宇宙线的能量还要高 8 个数量级，这使得在地球上进行任何实验都无法在量子引力适用的能标上  $E_{Pl}$  直接验证量子引力。

### 2.3.2 色散关系修正

这些洛伦兹破缺的迹象可以通过额外项  $\Delta(p)$  来修正质能方程：

$$E^2 = p^2 + m^2 + \Delta(p), \quad (2-27)$$

低能时额外项  $\Delta(p)$  的效应会因为  $E_{Pl}$  而压低：

$$\Delta(p) = \xi_1 \frac{\mu^2 p^1}{E_{Pl}} + \xi_2 \frac{\mu^1 p^2}{E_{Pl}} + \xi_3 \frac{p^3}{E_{Pl}^1} + \dots + \xi_n \frac{p^n}{E_{Pl}^{n-2}}, \quad (2-28)$$

其中  $\xi_i$  表示每阶无量纲修正项系数， $\mu$  代表所讨论的粒子的质量尺度，只在前两项出现。 $E_{Pl}$  代表量子引力尺度下的微扰项，并保证  $\Delta(p)$  的量纲是动量的平方<sup>[155]</sup>。如果洛伦兹破缺是动量维度某一阶的作用，有质量的费米子色散关系则可以基于上述方程(2-27)写为：

$$E^2 = m^2 + p^2 + \eta_{n,\pm} \left( \frac{p}{E_{Pl}} \right)^n, \quad (2-29)$$

上式下标  $\eta_{n,\pm}$  中的  $n$  表示洛伦兹破缺修正阶数， $\pm$  表示粒子的螺旋度(Helicity)。

如果是无质量的玻色子的情形则更加简单，以光子为例上述方程(2-27)可以进一步取消质量项，改写色散关系为：

$$E_\gamma^2 = p_\gamma^2 \left[ 1 + \xi_n \left( \frac{p_\gamma}{E_{Pl}} \right)^n \right], \quad (2-30)$$

其中  $\xi_{n,\pm}$  是无量纲洛伦兹破缺系数且用  $n \in \mathbb{N}$  来表示修正阶数， $\pm$  表示光子极化方向。值得注意的是  $\xi_n > 0$  代超光速情形(Superluminal, 即  $\frac{\partial E}{\partial p} > 1$  光子能量越高速度越快)，而  $\xi_n < 0$  对应于亚光速情形(Subluminal 即  $\frac{\partial E}{\partial p} < 1$  光子能量越高速度越慢)传播。亚光速传播情形可以由任意带电粒子用具有质量维度为四的非零洛伦兹算符做辐射修正导出<sup>[154]</sup>。对于第  $n$  阶 LV 修正项被  $E_{Pl}^{-n}$  压低，所以通常在天文观测中检验  $n = 1$ (线性修正项) 和  $n = 2$ (二次修正项)。

### 2.3.3 洛伦兹破缺引发的天体物理效应

幸运的是，量子引力的洛伦兹破缺可能会在相对  $E_{Pl}$  较低的能量产生一些洛伦兹破缺的迹象(Lorentz Violation Relic)，Jacobson 和 Liberati 等人在多个工作中分别讨论了可以用于检验量子引力的天体物理效应<sup>[155-157]</sup>，可以分为纯粹可以用高能天体的伽马光子观测结果检验和不能直接从高能天体的伽马光子观测结果检验：

- 长基线传播引起的累积效应，包括光子时间延迟的飞行(Long baseline dispersion) 和 真空色散(Vacuum birefringence)<sup>[158]</sup>。
- 真空切伦科夫辐射(Vacuum Cherenkov radiation) 对应过程  $e^- \rightarrow e^- + \gamma$  在破缺能标之上电子能损正比于  $E^2$ ，以至于高能电子无法抵达地球。目前电子能损方式丰富且高效，无法通过该反应方式限制洛伦兹破缺能标。
- 光子衰变(Photon Decay) 对应过程  $\gamma \rightarrow e^- + e^+$  在破缺能标之上能损正比于  $E$ ，所以衰变宽度会随着光子能量的增加而迅速增大，以至于高能光子可能不能在星际穿越很远的距离<sup>[159]</sup>。
- 电子对湮灭(Pair annihilation) 对应过程  $e^- + e^+ \rightarrow \gamma$  很难和双光子的对湮灭  $e^- + e^+ \rightarrow \gamma\gamma$  区分开，所以不适合用该反应过程限制洛伦兹破缺效应。
- 光子湮灭(Photon annihilation) 对应过程  $\gamma + \gamma_{bkg} \rightarrow e^- + e^+$  在洛伦兹不变性下的 QED 过程本来允许该过程发生，本来高能伽马光子和河外背景光(Extra-galactic Background Light, EBL) 相互作用，导致宇宙对高能伽马光子不透明。但

是在引入洛伦兹破缺之后发生的作用能量阈值会升高，导致宇宙对高能伽马光子透明，同样这个过程也会影响双光子的对湮灭过程和康普顿散射过程<sup>[160]</sup>。

- 光子分裂 (Photon splitting) 对应过程  $\gamma \rightarrow N\gamma$  洛伦兹不变性下的 QED 过程允许，但是项空间积分为零。引入洛伦兹破缺之后，反应宽度随着光子能量的 19 次方迅速增大，以至于会观测到高能伽马光子能谱的截断<sup>[161–163]</sup>。
- 现有有阈值的物理过程出现了偏移，例如 GZK 截断能标出现偏移，导致存在观测到 trans-GZK 能量之上的宇宙线的可能性<sup>[164]</sup>。
- 粒子的最大速度出现变化，例如：电子的最大速度超过了光速  $c_0$  导致超新星发出的同步辐射的波瓣半径和张角和预期不一样<sup>[165]</sup>。
- 宇宙背景场出现变化，包括新粒子会在对称性破缺中产生<sup>[137]</sup>，引力波包含新的振动模态，会对宇宙各向同性产生影响等。
- 考虑洛伦兹破缺对参考系的影响，包括对恒星时进行修正。

列举的前六项是由洛伦兹破缺所引发和光子相关的效应，后面四项则是不直接和光子相关的效应。目前主流的检验洛伦兹对称性的方式是利用高能伽马光子观测结果，有两个原因：一是因为描述电磁相互作用过程的 QED 理论最为完备，相比于强相互作用和弱相互作用理论，可以在现有的 QED 理论上稍作修改就可以写出洛伦兹破缺修正后的物理过程，方便理论发展。二是因为高能伽马光子往往产生于极高能剧烈活动的天体，并且洛伦兹破缺引发的微小效应可以通过高能量和长基线传播来显著放大。

早在 1979 年 Crawford<sup>[166]</sup> 提出用光子衰变现象检测时空弯曲的曲率。在 1990 年 Amelino-Camelia<sup>[145,146]</sup> 建议使用伽马射线暴 (Gamma Ray Brust, GRBs) 来验证洛伦兹破缺和利用不同能量的伽马光子飞行抵达地球的时间差异限制洛伦兹破缺能标。

$$\Delta t_{LV} = \xi_n \frac{1+n}{2H_0} \frac{E_h^n - E_l^n}{E_{LV,n}^n} \int_0^z \frac{1+z'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} dz' . \quad (2-31)$$

其中  $H_0$  是 Hubble 常数， $E_h$  是高能光子， $E_l$  是低能光子，积分项考虑了长基线传播下红移对质量项  $\Omega_m$  和时空项  $\Omega_\Lambda$  的累计影响。光子衰变和光子分裂两个现象，我会放在第 4 章中重点讨论。

那些不能直接从高能天体的伽马光子观测结果引发的效应更为复杂，但是讨论它们会帮助我们从更新颖的视角理解我们的宇宙。Andrianov<sup>[137]</sup> 对宇宙背景场的变化一项进行了讨论，认为时空中存在均匀的洛伦兹破缺的机制可能是由于一种由赝标量场粒子的凝聚现象导致的，这会赋予高能光子  $e^-e^+$  与  $p\bar{p}$  对的产生阈值非常不同。洛伦兹破缺可能引入的新粒子，让我们见识了解释宇宙中电子能谱超出，暗物质候选，宇宙对伽马透明度等诸多问题的可能回答。

### 2.3.4 洛伦兹破缺实验限制结果

基于对 GRB 高低能伽马光子飞行时间延迟的观测结果，Fermi-LAT 在 2013 年将一阶洛伦兹破缺能标  $E_{LV,1}$  限制至  $9.3 \times 10^{28}$  eV<sup>[167]</sup>。2022 年爆发的 GRB

221009A 是有史以来记录的最明亮和最高能的 GRB，LHAASO-WCDA 实验测量到该 GRB 发射出伽马余辉能量高至 TeV<sup>[168]</sup>，超过 64,000 个能量高于 0.2 TeV 的伽马事例在最初的 3,000 s 内被观测到，得到了充分的飞行时间延迟的观测数据。随后 LHAASO 合作组基于该 GRB 高低能光子飞行时间延迟给出的一阶洛伦兹破缺能标限制提高到了  $1.1 \times 10^{29}$  eV<sup>[169]</sup>。Zhu 和 Ma<sup>[170]</sup> 已经对该 GRB 事件做了新一轮的洛伦兹破缺能标分析，达到了  $3.6 \times 10^{26}$  eV。在排除探测器能量分辨等因素后 Li 和 Ma 等人<sup>[171]</sup> 认为该 GRB 事件在 10 TeV 之上的伽马光子流强会因为与 EBL 相互作用受到  $10^{-8}$  的压低，只有新的物理机制才有可能解释观测到 GRB 221009A 的 TeV 能段余晖辐射这一现象。Lang 还和 Martínez-Huerta<sup>[172]</sup> 详细讨论了洛伦兹破缺导致高能伽马光子和 EBL 和 CMB 作用的能量阈值偏移问题。

在基于光子衰变和光子分裂两个现象限制洛伦兹破缺能标的工作里，2020 年 HAWC 实验<sup>[173]</sup> 利用了光子衰变过程和由 Satunin 建议的光子分裂过程<sup>[162]</sup>，将洛伦兹破缺能标限制在  $2.2 \times 10^{31}$  eV( $1.8 \times 10^3 E_{Pl}$ )。随后 2021 年 1/2 阵列的 LHAASO-KM2A 在运行期间发现了 12 个河内伽马源有超过 100 TeV 能量的伽马辐射，并且 Cygnus 区域有 1.42 PeV 的极高能伽马光子发出<sup>[14]</sup>，随后 LHAASO 合作组公布了他们对洛伦兹破缺能标分析的结果<sup>[174]</sup>，最高的洛伦兹破缺能标限制达到了  $1.42 \times 10^{33}$  eV( $1.16 \times 10^5 E_{Pl}$ )。

从 LHAASO 对 GRB 监测能力和甚高能伽马天体源的观测结果来看，LHAASO 实验凭借着在百 TeV 范围对伽马事例的灵敏度和宇宙线背景压低能力，展示出了对超出标准模型的新物理有着极强的检验能力。



## 第3章 广延大气簇射与LHAASO实验

在这一章节里，主要介绍宇宙线传播到地球时，在大气中发生大气簇射的物理过程、在观测面上测量宇宙线的手段和“重建”入射的宇宙线原初信息的方法，本章节安排如下：

第3.1节中介绍对广延大气簇射的相关背景知识，包括其种类和特征，便于理解实验可以表征簇射的测量量。以及广延大气簇射模拟程序 CORSIKA 情况的简单介绍，后续工作依赖该模拟程序生成的模拟数据。

第3.2节中介绍LHAASO实验的相关背景知识，包括LHAASO实验的基本信息和后续工作需要用到的数据处理技术，例如：LHAASO实验介绍，对应的探测器响应模拟情况，簇射事例重建等相关信息。

### 3.1 广延大气簇射

能量为  $E_0$  的宇宙线从宇宙空间射向地球与空气中分子或原子 ( $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{CO}_2, \text{Ar}$ ) 碰撞，产生大量的次级粒子，而次级粒子又会继续反应产生下一代次级粒子，形成了次级粒子的“增殖”，也就是说引发广延大气簇射。如果用更物理一点的观点来看，就是宇宙线束流轰击大气中的气体这种静止靶的过程。假设是宇宙线质子的四动量  $p_i = (E_0, \vec{p}_i)$ ，击中了大气粒子四动量  $p_s = (m_{\text{air}}, 0)$ ，则质心系能量  $\sqrt{s}$  为：

$$\sqrt{s} = \sqrt{(p_i + p_s)^2} = \sqrt{m_p^2 + m_{\text{air}}^2 + 2 \cdot E_0 \cdot m_{\text{air}}} \simeq \sqrt{2 \cdot E_0 \cdot m_{\text{air}}} . \quad (3-1)$$

一个  $E_0 = 100 \text{ TeV}$  的宇宙线质子击中大气中的氧原子，质心系能量约为  $2 \text{ TeV}$ ，这已经达到了大型强子对撞机质心系一个数量级了。类比于对撞机中粒子对撞的过程，广延大气簇射簇射过程中会产生许多类型的粒子：

- (1) 重子来源于宇宙线将大气中原子撞碎，在强相互作用下产生了次级重子(正反质子和中子)；
- (2) 介子主要成分是带电  $\pi^\pm$  和电中性的  $\pi^0$ (当然也包括少部分的 K 介子)；
- (3) 缪子和中微子由  $\pi^\pm$  衰变而来，之后就几乎不再反应；
- (4) 电磁粒子由  $\pi^0$  衰变而来，也可以是这些电磁粒子发生电磁级联增殖下去。

领头粒子携带了簇射中的绝大部分能量，当它不断地在大气中发生非弹性碰撞过程，逐渐将能量沉积在大气里。如图 3-1 所示，在这一过程里领头粒子的一部分能量会使空气激发，在退激发的过程中出现大气荧光；带电粒子由于速度高于空气中光速还会发出大气切伦科夫光。次级粒子产生的前锋面激波还会发出射电信号；极高能的原子核甚至还会轰入地下产生声子；宇宙线的初始入射方

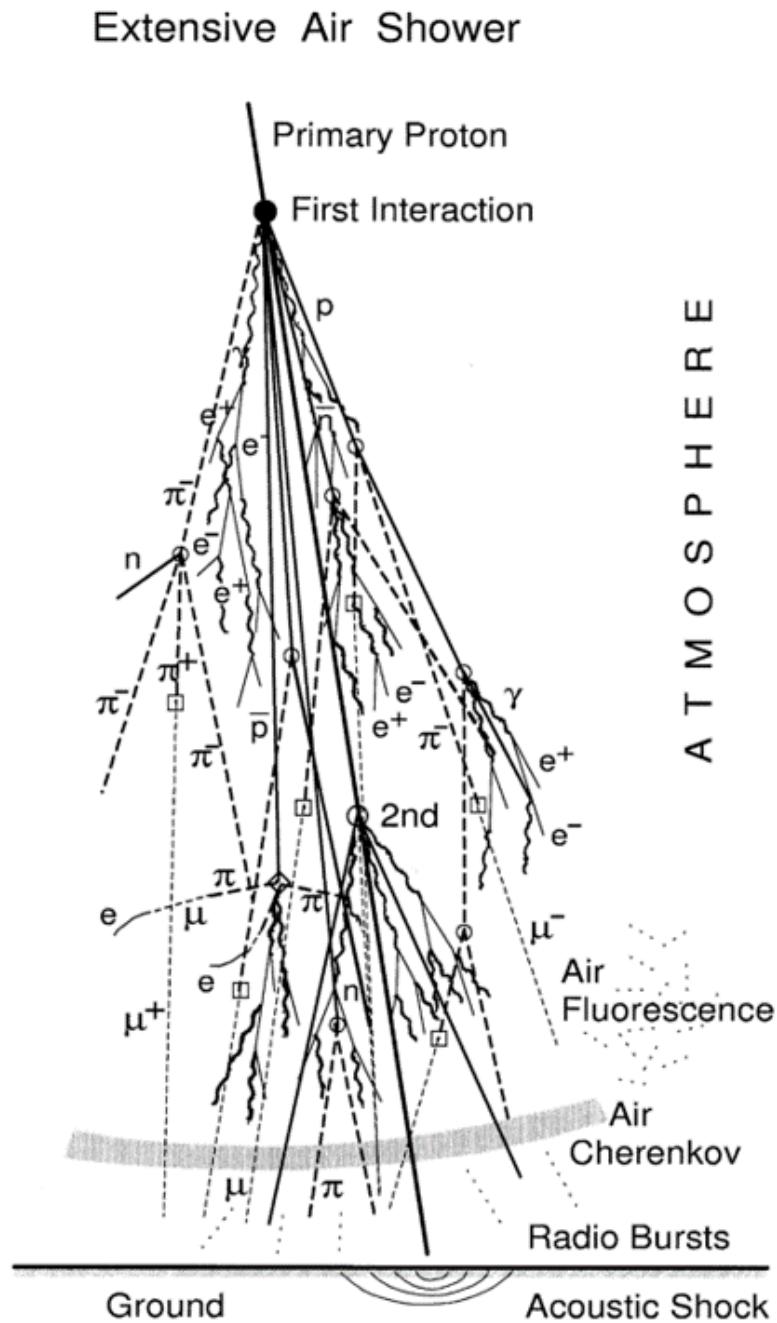


图 3-1 简化的大气簇射示意图，描述了他的纵向发展和横向发展，产生了多种组分。总体来看原初质子引发的簇射中可以发生多达 12 种作用过程，其中中微子没有展示出来。

Figure 3-1 Simplified schematic plot of the longitudinal and lateral development of an extensive air shower in the atmosphere, showing the commonly detectable components. On average a vertically incident high-energy proton is subject to about 12 interactions before reaching ground level (neutrinos are not shown)

向主导簇射纵向发展方向，在大气簇射过程中不断产生的次级粒子携带的横向动量主导了簇射的横向发展。

### 3.1.1 大气簇射类型

Heitler<sup>[176]</sup> 和 Matthews<sup>[177]</sup> 两个人提出了可以抓住广延大气簇射的主要特征和不同种类原初粒子的簇射会如何发展的玩具模型 (Toy Model) 如下图 3-2 所示。这个玩具模型很好地定性解释了不同能量不同种类的原初粒子会如何发展簇射，最终又会观测到多少不同种类的次级粒子。当然最后也离不开利用 Monte Carlo 模拟来定量说明不同类型的人射粒子引发的簇射在发展中的随机物理过程会为最终观测平面上的测量结果带来多少涨落。由于电磁级联简单先介绍电磁级联的纵向发展和横向发展模型。强子级联可以视为是电磁级联外扩展强相互作用的部分，可以类比得到近似的结论。

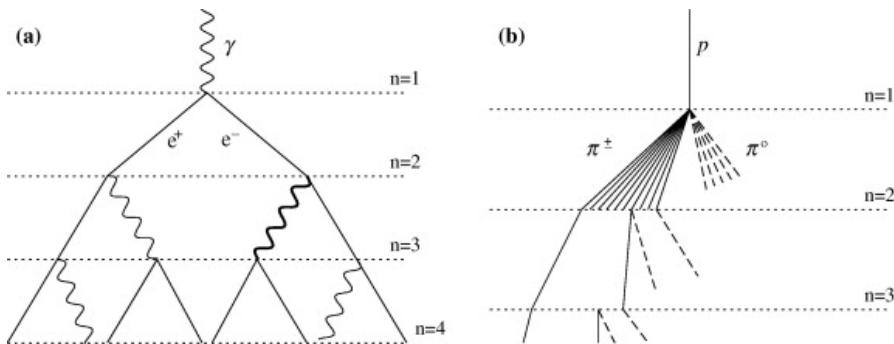


图 3-2 电磁簇射 (a) 和强子簇射 (b) 的示意图。在强子簇射中，虚线表示电中性  $\pi$  介子来不及发生反应就快速衰变了，继续产生电磁簇射，在示意图中未画出。

Figure 3-2 Schematic views of (a) an electromagnetic cascade and (b) a hadronic shower.

In the hadron shower, dashed lines indicate neutral pions which do not re-interact, but quickly decay, yielding electromagnetic subshowers (not shown). Not all pion lines are shown after the  $n = 2$  level. Neither diagram is to scale.

2

#### 3.1.1.1 电磁簇射级联

电磁级联的主要特征可以由 Heitler 的玩具模型描述，如下图 3-2 (a) 所示。假设入射粒子是原初能量为  $E_0$  的电磁粒子 (伽马光子，正负电子)，在穿越初始相互作用长度  $X_0$  后发生如下反应过程。为了方便描述簇射发展进程，我们使用相互作用长度表示粒子穿越了多少介质，单位是 [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]。

正负电子在大气的库仑场中通过一边极化路径周围大气分子发生电离能损 (Ionisation)，一边轫致辐射 (Bremsstrahlung) 产生高能光子，过程中还会产生切伦科夫光；伽马光子则与大气一边发生康普顿散射相互作用一边对产生效应 (Pair Production) 产生正负电子对，阈值能量只需要高于正负电子的质量之和，约  $E_{\text{pair}} = 1.052 \text{ MeV}$ 。

从 3-3 可以看出在电子和光子能量都足够高的时候，光子主要发生对产生过

程而电子主要发生轫致辐射过程，此时有  $X_{\text{pair}} = \frac{9}{7}X_{0,\text{brems}} = 47.8 \text{ g/cm}^2$ ，其中  $X_{0,\text{brems}}$  为轫致辐射长度和  $X_{\text{pair}}$  对产生效应相互作用长度。

在计算簇射中高能电磁粒子的纵向发展时，可以近似认为电子和伽马光子的相互作用长度相等，每经过一个作用长度粒子数乘 2，平均粒子能量为作用前  $1/2$ 。海平面大气密度换算下来的作用长度  $X_{0,\text{sea}} = 36.62 \text{ g/cm}^2$ 。

随着电磁级联不断发展，次级电磁粒子能量减小，在电子和光子能量都低的时候，电子主要发生电离能损，光子主要发生康普顿散射作用。电子由电离能损主导后几乎不再产生新的伽马光子，光子 Campton 能损主导后几乎不再产生电子，此时簇射发展到极大，定义此时为临界能量  $E_{c,\gamma} = 87.92 \text{ MeV}$ 。

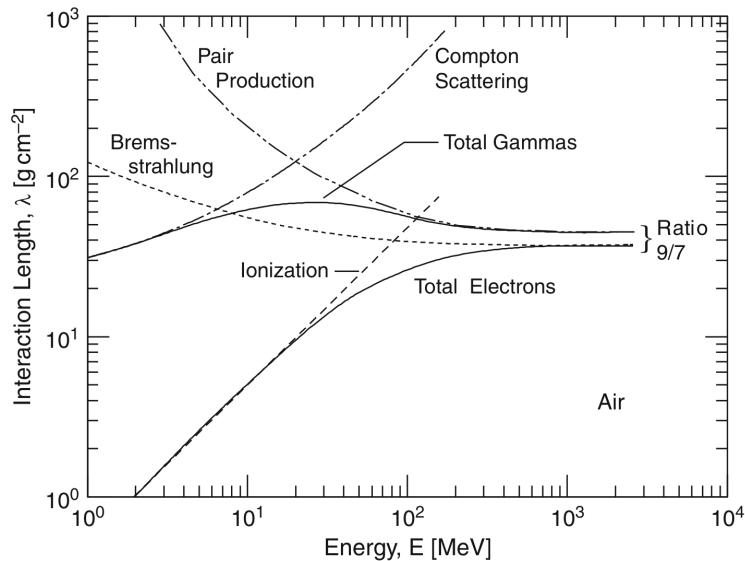


图 3-3 光子在大气中的相互作用长度受到康普顿散射和对产生过程两者的共同作用，而电子在大气中的相互作用长度受到电离作用和轫致辐射共同作用

Figure 3-3 Interaction lengths of photons for Compton scattering and pair production, and of electrons for ionization and bremsstrahlung in air.

3

所以簇射极大时，次级粒子能量几乎都在临界能量附近，所以容易求出簇射极大次级电磁粒子数目  $N_{\max}^\gamma$  和电磁相互作用阶数  $n_{c,em}$ ：

$$\begin{cases} N_{\max}^\gamma = E_0/E_{c,\gamma} \\ n_{c,em} = \ln N_{\max}^\gamma / \ln 2 . \end{cases} \quad (3-2)$$

如果初始能量为 100 TeV 的伽马光子入射，可以推算出  $n_c \sim 20$ 。原初能量为  $E_0$  的电磁粒子引发的电磁簇射极大深度  $X_{\max}^\gamma$  也只和相互作用长度  $X_0$  和相互作用阶数  $n_c$  相关：

$$X_{\max}^\gamma \simeq X_0 \cdot n_{c,em} \simeq \Lambda^\gamma \cdot \log\left(\frac{E_0}{\text{PeV}}\right) + 595 [\text{g/cm}^{-2}] . \quad (3-3)$$

上式可以改写成关于原初能量  $E_0$  以 10 为对数底的线性方程, 其中  $\Lambda^\gamma \equiv \frac{dX_{\max}^\gamma}{d\log(E_0)} \simeq 85 \text{ g/cm}^{-2}$  形容簇射的纵向发展速率。

簇射的横向发展情况同样值得关注, Kamata 和 Nishimura<sup>[179]</sup> 对电磁发展的横向分布情况做了解析解, Griesen<sup>[180]</sup> 在此基础上做了合理近似, 所以取三个人的名字首字母组成了 NKG 函数:

$$\rho_e(r, s, N_e) = \frac{N_e}{2\pi r_M^2} \cdot \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5}. \quad (3-4)$$

其中  $s$  是簇射的发展年龄, 由  $s = 3X/(x + 2X_{\max}^\gamma)$  可知  $s = 1$  表示簇射极大值。簇射中 90% 的能量沉积在 Molière 半径  $r_M \simeq (10^{-3} \text{ g/cm}^3 / \rho_{\text{air}}) \cdot 90 \text{ m}$ , 在 4,400 m 海拔处的典型值为 130 m。

虽然宇宙线电子和伽马都在大气中引发电磁级联, 但是二者的簇射发展仍然有区别: 宇宙线电子入射到大气中会持续电离能损并在大气中产生切伦科夫光, 从入射到第一个相互作用长度为  $X_{0,\text{brems}}$ 。此外, 入射的宇宙线电子还会受到地球磁场的影响出现偏转, 在 LHAASO 站址处地磁刚度为 13 GV, 对 TeV 以上的电子影响不大。而伽马射线入射到大气中并不会出现偏折和发出切伦科夫光, 从入射到第一个相互作用长度为  $X_{0,\text{pair}}$ 。相同入射能量和方向的宇宙线电子会比宇宙线伽马更早达到簇射极大的位置, 在 4,000 m 处(大气密度  $8.2 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$ ) 簇射极大相差大约  $X_{\max}^\gamma - X_{\max}^e \simeq 10 \text{ g/cm}^2$ , 换算下来约为 120 m。

### 3.1.1.2 强子簇射级联

强子簇射的情况就稍有不同, 如图 3-2 (b) 所示, 假设入射粒子是原初能量为  $E_0$  的质子, 质子与大气的相互作用长度  $X_{0,p-\text{air}} = 80 \text{ g/cm}^2$ , 所以强子簇射在大气中发展会快于电磁粒子。在这个过程中会出现三个分支:

(1) 领头粒子会不断与大气原子核碰撞产生新的强子核, 并伴随产生带电和电中性的  $\pi$  介子。领头粒子的能量通过弹性碰撞过程不断地向产生的强子中“转移”。每次非弹性碰撞会将  $\kappa(E)$  的能量转移到强子, 产生  $\pi^0 : \pi^+ : \pi^- \sim 1 : 1 : 1$ , 计每次作用产生的带电  $\pi$  介子数为多重度  $N_{ch}(E)$ , 在很宽的能量范围内我们认为是个定值为 10。假设反应次数是  $n_{c,h}$ , 最终观测面上的次级  $\pi$  介子的平均能量为

$$E_\pi = \frac{E_0}{N_\pi} = \frac{E_0}{(3/2 N_{ch})^n}. \quad (3-5)$$

(2) 由于  $\pi$  介子的相互作用长度  $X_{0,\pi-\text{air}} \simeq 120 \text{ g/cm}^2$ , 但是由于相对论效应让  $\pi^\pm$  的寿命相当长, 所以带电  $\pi$  介子会发生强子簇射级联产生新一代带电和电中性的  $\pi$  介子。当带电  $\pi$  介子能量低于临界能量  $E_{c,\pi} = 20 \text{ GeV}$ , 将会衰变成缪子核中微子 ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  或者  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ), 由于缪子能损小, 所以衰变速度慢, 几乎可以无阻碍地抵达地面。在强子级联中观测平面上的缪子数:

$$N_\mu = N_{\pi^\pm} = (N_{ch})^{n_{c,h}}. \quad (3-6)$$

(3) 中性  $\pi$  介子的寿命极短，会在  $\pi^0$  介子发生相互作用之前衰变成伽马光子，并引发电磁簇射级联。总体来看，每次大约  $1/3$  的非弹性碰撞能量会转变为电磁组分， $2/3$  保留在强子组分中。所以强子簇射中电磁级联分走的能量  $E_{em}$  大约是：

$$E_{em} \simeq E_0 \left[ 1 - \left( \frac{2}{3} \right)^{n_{c,h}} \right]. \quad (3-7)$$

根据类比于式 3-2 确定电磁级联中簇射发展里的相互作用次数，可以认为强子能量到达临界能量  $E_{c,\pi}$  时，达到强子级联达到极大时的相互作用阶数  $n_{c,h}$ ：

$$n_{c,h} = \frac{\ln \ln [E_0/E_{c,\pi}]}{\ln [3/2 N_{ch}]} = \beta \cdot \log \left( \frac{E_0}{E_{c,\pi}} \right). \quad (3-8)$$

100 TeV 和 1 PeV 的宇宙线质子强相互作用次数  $n_c$  分别为 3 和 4。我们可以得到最终产生的电磁粒子极大数目  $N_{e,max}^p$  和缪子数目极大  $N_{\mu,max}^p$ ：

$$N_{e,max}^p \simeq 1 \times 10^6 \left( \frac{E_0}{\text{PeV}} \right)^\alpha \quad (3-9)$$

$$N_{\mu,max}^p \simeq 1 \times 10^4 \left( \frac{E_0}{\text{PeV}} \right)^\beta, \quad (3-10)$$

其中  $\alpha \sim 1.03$  和  $\beta \sim 0.85$ 。尽管强子级联的作用长度大于辐射长度，由于强子级联的作用阶数远少于电磁级联可以作用的阶数，所以强子级联的簇射极大长度  $X_{\max}^p$  同样由电磁级联过程的  $X_{\max}^\gamma$  主导：

$$X_{\max}^p = X_{0,p-\text{air}} \ln 2 + X_0 \cdot \ln \left( \frac{E_0}{3 N_{ch} E_{c,\gamma}} \right) \quad (3-11)$$

$$= X_{\max}^\gamma + [X_{0,p-\text{air}} \ln 2 - X_0 \cdot \ln (3 N_{ch})], \quad (3-12)$$

类比于式 3-3，可以确定强子级联的纵向发展速率  $\Lambda^p$  也受到电磁级联纵向发展速率  $\Lambda^\gamma$  的调制：

$$\Lambda^p = \Lambda^\gamma + \frac{d[X_{0,p-\text{air}} \ln 2 - X_0 \cdot \ln (3 N_{ch})]}{d \log E_0} \simeq 58 [\text{g/cm}^2]. \quad (3-13)$$

至于强子级联中的缪子成分的横向分布，Griesen 对缪子<sup>[180]</sup> 的横向分布也做过讨论，式 3-4 可以修改为：

$$\rho_\mu(r, N_\mu) = N_\mu \left( \frac{r}{r_G} \right)^{\beta_\mu} \cdot \left( 1 + \frac{r}{r_G} \right)^{-2.5}, \quad (3-14)$$

其中  $\beta_\mu = 0.75$ ，簇射次级缪子中的绝大部分集中在 Greisen 半径  $r_G \simeq 320$  m 的范围内<sup>[181]</sup>。在观测面测量到的电磁粒子数目  $N_{em}$  和缪子数目  $N_\mu$  也分别代表了大气簇射中电磁簇射能量  $E_e$  和强子簇射和能量  $E_h$ ，进一步可以估算原初宇宙线能量  $E_0$ ：

$$\begin{aligned} E_0 &= E_{em} + E_h = E_{c,\gamma} \cdot N_e + E_{c,\pi} \cdot N_\mu \\ &\approx 0.85(N_e + 24N_\mu) [\text{GeV}]. \end{aligned} \quad (3-15)$$

如果入射宇宙线是电荷和质量为(Z,A)原子核的情况，则我们可以使用叠加假设(Superposition Assumption)，认为是由A个能量为 $E_0/A$ 的质子入射到大气中产生强子级联。电磁粒子数目 $N_{e,max}^A$ 和缪子数目 $N_{\mu,max}^A$ 也可以反算<sup>[182]</sup>估算原初能量 $E_0$ :

$$N_{e,max}^A \simeq A \cdot \frac{\frac{E_0}{A} - (\frac{E_0}{AE_{c,\pi}})^{\beta'}}{E_{c,\gamma}} \approx 5.95 \times 10^5 A^{1-\alpha'} (\frac{E_0}{\text{PeV}})^{\alpha'} \quad (3-16)$$

$$N_{\mu,max}^A \simeq A^{1-\beta'} (\frac{E_0}{E_{c,\pi}})^{\beta'} \approx 1.69 \times 10^4 A^{1-\beta'} (\frac{E_0}{\text{PeV}})^{\beta'} , \quad (3-17)$$

其中 $\alpha' = 1.046$ 和 $\beta' = 0.90$ 。顺便外推出簇射极大深度 $X_{\max}^A$ :

$$X_{\max}^A = X_{\max}^p - X_0 \cdot \ln A . \quad (3-18)$$

*Matthew-Heitler* 模型<sup>[177,182]</sup>揭示了簇射发展中最朴素的特征:

- (1)  $N_{\max} \propto E$  次级粒子数正比于原初宇宙线的能量。
- (2) 电磁成分在次级粒子中占绝大部分( $n_c \gg n_{c,h}$ )。而且 $N_{e,max}^A \propto A^{1-\alpha} E^\alpha$ , 其中 $\alpha$ 是一个略大于1的数。所以电磁成分与能量E成指数关系单增。但由于 $A^{1-\alpha} \sim A^{-0.046}$ 对于原初粒子的质量A是不敏感的，不能有效地识别初级粒子的类型。
- (3) 缪子成分来自于带电 $\pi$ 介子,  $N_{\mu,max}^A \propto A^{1-\beta} E^\beta$ 对于原初粒子的质量A是敏感的, 其中 $\beta \approx 1 - 0.14\kappa(E) < 1$ 是受到非弹性碰撞调控的量。所以原初粒子质量A越大, 产生的次级缪子越多; 而能量越高, 会有更多的缪子产生, 当时相对增长速度不如能量的增大量。缪子含量可以用于宇宙线成分区分<sup>[183,184]</sup>。
- (4)  $X_{\max}$ 可以由原初粒子质量A, 能量E和大气中的相互作用模型所决定(下面a,b,c,d均为正):
  - $X_{\max}^A \sim a + b \cdot \log(E)$  簇射极大深度与能量对数 $\log(E)$ 呈正比例线性关系, 能量越高簇射发展越深。
  - $X_{\max}^A \sim c - d \cdot \ln A$  簇射极大深度与能量对数 $\log(E)$ 呈负比例线性关系, 宇宙线核质量越大越快发展到簇射极大。
- (5) 描述电磁粒子和缪子的横向发展的行为类似, 由于 $r_M < r_G$ 所以次级电磁粒子会更为集中, 而缪子会在距离簇射更远的地方仍有分布。此外 $n_c \gg n_{c,h}$ , 所以叫电磁级联而言, 在次级粒子数量, 能量和横向分布上强子级联会有更多的涨落。

### 3.1.2 CORSIKA 大气簇射模拟

历史上不同宇宙线地面阵列实验面临同样的一个问题, 它们各自使用自己的簇射发展工具和探测器模拟程序, 以至于无法比较结果和理解结果之间的差异。所以1990年起, 地面阵列实验逐渐开始使用CORSIKA<sup>[185]</sup>作为大气簇射的

Monte Carlo 模拟程序，因为它很好地囊括了不同的电磁相互作用模型和强相互作用模型去描述大气中簇射发展情况。这些大气簇射模拟的结果会帮助我们反过来推测实验中事例的初级粒子的信息，例如能量，质量和方向。原初宇宙线在大气中引发广延大气簇射，和粒子数轰击静止靶朝前区的反应类似。所以这些程序采用通过在大型强子对撞机上收集到的数据进行合理外推，得出的强子相互作用截面模型如 SIBYLL<sup>[186]</sup>、QGSJET<sup>[187]</sup> 和 EPOS<sup>[188]</sup> 等。由于量子色动力学理论 (Quantum Chromo-Dynamics) 限制和现有对撞机高能段实验数据缺乏，模拟带来的不确定性仍然存在。

在后文的正式分析中，高能部分的强相互作用模型我选择了基于夸克-胶子-弦模型的 QGSJET-III 模型<sup>[187]</sup> 和基于部分子模型的 EPOS-LHC 模型<sup>[188]</sup>。在低于 80 GeV 的部分强相互作用模型采用基于强子与核作用的共振对产生核衰变模型 FLUKA CERN<sup>[189,190]</sup>(区别于 FLUKA INFN 版本<sup>[191,192]</sup>)，电磁相互作用模型选择了 EGS4<sup>[193]</sup>。

不同的强相互作用模型中产生的电磁粒子数和缪子数均有不同，对质子而言根据模拟结果<sup>[186,194]</sup>，低于  $10^{18}$  eV 时 EPOS 模型会比 QGSJET 模型产生更少的电磁粒子，高于  $10^{18}$  eV EPOS 模型会比 QGSJET 模型产生更多的电磁粒子，而且随着能量的升高而拉开差距，但差异在 10% 以内。对铁核而言，EPOS 模型会比 QGSJET 模型产生更少的缪子，在  $10^{17}$  eV 差异达 10%，直到  $10^{19}$  两个模型的预期才几乎一致。而 SIBYLL 模型会比上述两者产生的缪子数高 1%-5%。

使用 CORSIKA(version 7.6400) 程序<sup>[185]</sup> 模拟了能量在 [1 TeV, 10 PeV] 而且天顶角分布  $[0 - 40^\circ]$  的五种宇宙线组分来代表全粒子，分别是质子，氦核，碳氮氧，镁铝硅和铁核 (P, He, CNO, Mg-Si and Fe)，然后投入 GEANT4 模拟程序<sup>[195]</sup> 的粒子枪里模拟探测器响应。模拟了能量在 [1 TeV, 10 PeV] 而且天顶角分布  $[0 - 70^\circ(40^\circ)]$  的伽马和电子作为入射宇宙线粒子，并加权至 H.E.S.S 实验 2017 年 Kerszberg 拟合的能谱结果<sup>[130]</sup>，用于宇宙线电子分析的模拟数据的参数细节整理在 2 中。下图 3-4 是利用 CORSIKA 对能量均为 10 TeV 伽马，质子和铁核的模拟情况。可以发现如 3.1.1 中总结的那样。伽马产生的次级粒子纵向发展长，横向分布窄，而且几乎没有缪子成分。质子产生的次级粒子纵向发展比同样能量的伽马纵向发展稍短，横向分布宽，并且第一次相互作用里就产生了缪子，在簇射极大的位置有强子和缪子成分。而铁核有着更短的纵向发展，更宽的横向分布，更多的缪子和强子，在俯看视角更加不均匀。

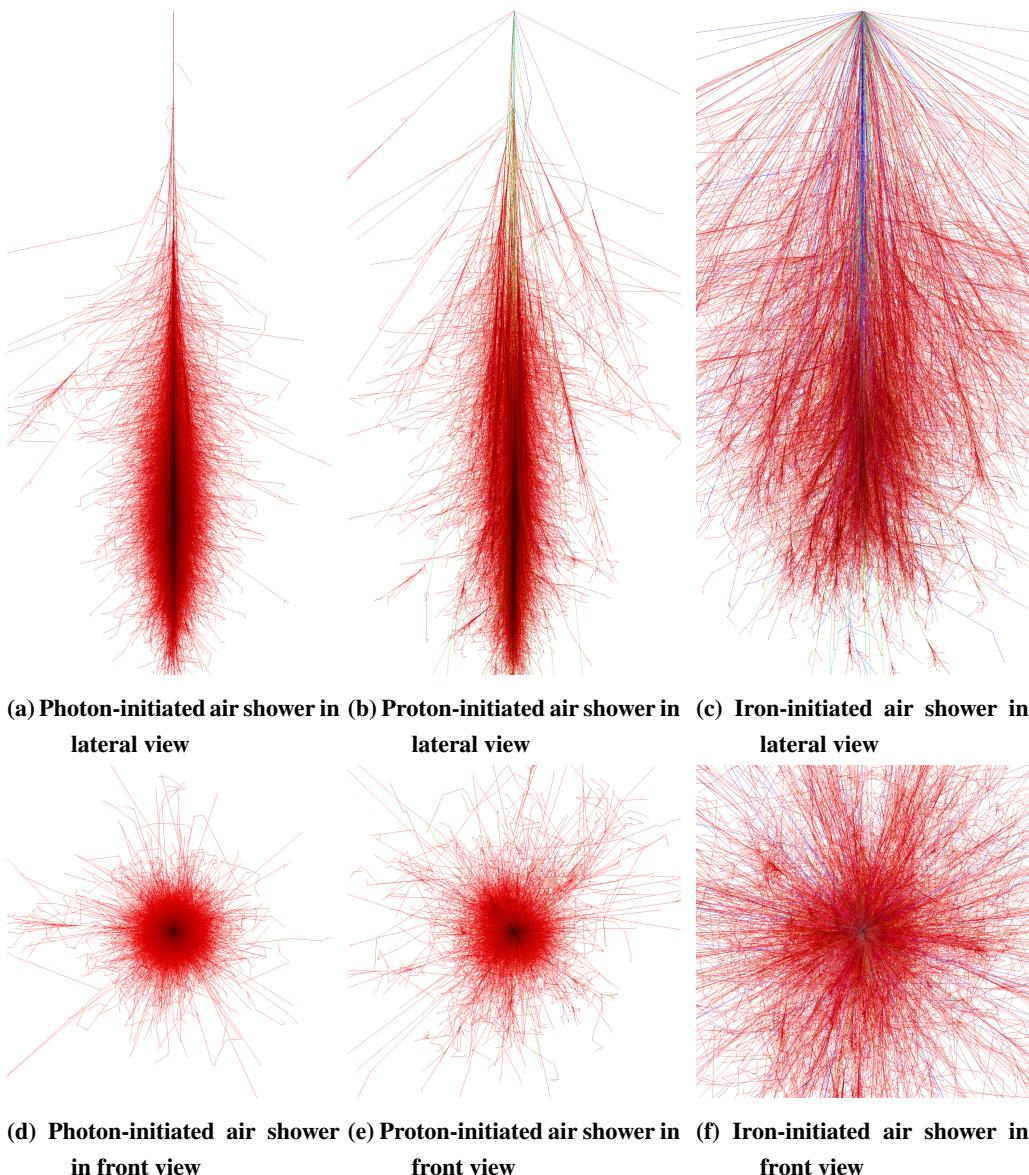


图 3-4 CORSIKA 对原初能量均为  $10^{12}$ eV 的伽马，质子和铁核的大气簇射模拟结果。伽马引发的大气簇射只包含了电磁成分（见红色），然而质子和铁核则会产生强子成分（见蓝色部分），可以分辨出来的缪子成分（见绿色）和电磁成分（见红色）。

**Figure 3-4** The CORSIKA Simulation Results for the gamma, Proton, Iron primary with  $10^{12}$ eV energy. A gamma-ray-initiated air shower consists only of an electromagnetic component (illustrated in red), whereas the hadron-induced shower has apart from the hadronic component (blue) a distinct muon component (green) and electromagnetic sub-showers (red).

### 3.2 LHAASO 实验

LHAASO 阵列位于中国四川省稻城县海拔 4,410 米海子山，从 2009 年开始提出构想，在 2015 年正式立项，于 2017 年开始建设，并于 2021 年完成全阵列的建设。LHAASO 是复合型探测器实验，应用了多种粒子探测技术，全阵列一共由三个子探测器构成：一平方千米探测器阵列，水切伦科夫探测器阵列，广角切伦科夫望远镜阵列。

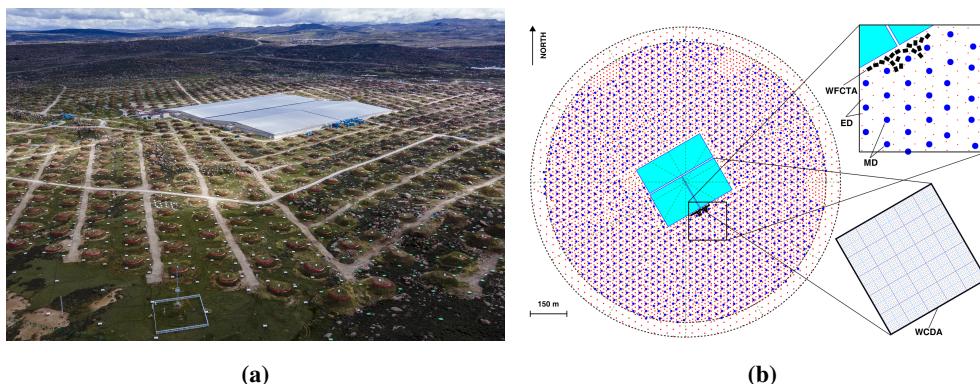


图 3-5 (a) LHAASO 俯瞰图。(b) LHAASO 全阵列布置图。

Figure 3-5 (a) The bird view of the LHAASO experiment. (b) The Layout of the LHAASO experiment.

从图 3-5 中可以看到 LHAASO 的全貌，其中一平方千米探测器 (Kilometer Square Array, KM2A) 是由 5,216 个电磁粒子探测器 (Electromagnetic Particle Detector, 简称 ED, 并用红色点标注) 和 1,188 台缪子探测器 (Muon Detector, 简称 MD, 用蓝色三角行标注) 组合排布而成；水切伦科夫探测器阵列 (Water Cherenkov Detector, WCDA) 是由 3,120 个水切伦科夫探测器 (Water Cherenkov Detector, 简称 WCD, 用蓝色小点标注) 组成；广角切伦科夫望远镜阵列 (Wide Field-of-View Cherenkov Telescope Array, 简称 WFCTA) 由 18 台切伦科夫望远镜 (黑色矩形) 组成。值得注意的是，LHAASO 呈现出一个圆形的阵列排布，WCDA 阵列的几何中心并不在 LHAASO 的几何中心。

#### 3.2.1 KM2A 阵列

KM2A 阵列工作能段在 [10 TeV, 100 PeV]。闪烁体的工作原理是当带电粒子穿过闪烁体的时候会能损，损失的能量会激发闪烁体中的分子，分子从激发态退激发会发出荧光 (400 nm)。塑料闪烁体和波长位移光纤直接经空气耦合，荧光被波长位移光纤重新吸收转换成较长波长光 (490 nm) 传给 1.5 英寸的光电倍增管 (Photon Multiplier Tube, PMT)，PMT 将光子转换为光电子，并逐级放大，最终将信号输出到前端电子学并用光电子数  $N_{pe}$  衡量信号大小。ED 探测器的闪烁体还用反射膜包裹起来以提升接收到的光电子数，在探测器的外壳还覆盖了 0.5 cm 厚的铅板不仅可以吸收掉约 7 MeV 之下的正负电子，而且铅的辐射长度  $X_{0,Pb} = 6.37 \text{ g/cm}^2$  换算下来约好是 0.5 cm，可以将次级电磁成分的伽马转化成

正负电子对，让ED探测器对次级伽马光子也灵敏。ED探测器设计指标为时间分辨达到2 ns，粒子分辨为单粒子时25%，在粒子数 $10^4$ 的水平时为5%，动态范围跨越4个量级，可测量的粒子数为[1,  $10^4$ ]，对最小电离粒子的探测效率高于95%<sup>[12]</sup>。

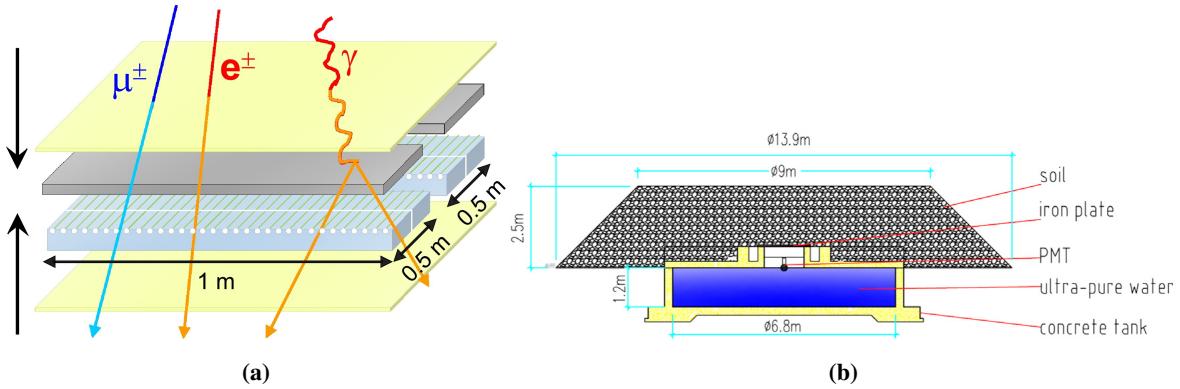


图3-6 (a) ED探测器示意图。(b) MD探测器示意图。

Figure 3-6 (a) Schematic of an ED. (b) Schematic of an MD.

注: (a) 来源于<sup>[196]</sup> 的图2(a)。(b) 来源于<sup>[197]</sup> 的图2。

MD探测器是用于测量簇射中的缪子，表面覆盖有2.5 m厚度的土壤，下面装有直径6.8 m，高1.2 m的钢筋混凝土做的水罐，水罐内由双层(单层)反射膜包覆着超纯水。8英寸的PMT安装在水罐顶部，当次级粒子到达MD探测器，电磁成分被土层吸收，缪子进入水袋，在水中的完整径迹发出切伦科夫光都可以经过反射膜反射被顶部的PMT收集到。

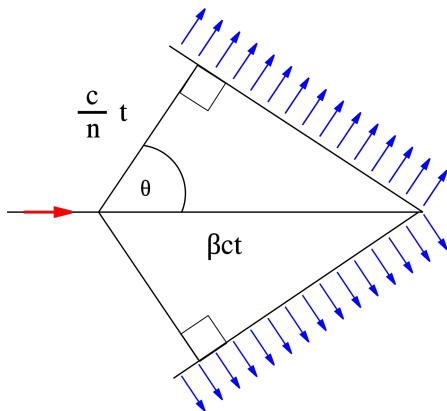


图3-7 不考虑色散的理想状态下切伦科夫辐射示意图。

Figure 3-7 The geometry of the Cherenkov radiation shown for the ideal case of no dispersion.

水切伦科夫探测器的工作原理是当带电粒子穿过水这种介质，会让水中的水分子发生极化，极化也是分子受到激发的一种状态，然后退极化(激发)过程中会发出微弱的电磁波。而光在水中的速度大约是真空中的75%(水的折射率 $n \approx 1.33$ )，带电粒子在水中的运动速度 $v$ 很有可能超过水中光速 $c/n$ ，这样沿着

带电粒子的径迹的水分子都会因此而极化，却来不及退极化，它们产生的电磁波会追及较早产生的电磁波而发生相干性增强——形成了一个电磁冲击波，也就是切伦科夫辐射 (Cherenkov Radiation)。如图所示，切伦科夫辐射和带电粒子之间的夹角为  $\theta_c$ :

$$\cos \theta_c = \frac{c}{n\nu} = \frac{1}{n\beta}, \quad (3-19)$$

在水中的切伦科夫角  $\theta_c = 41^\circ$ 。单位长度的切伦科夫光子数产额因子  $\frac{d}{dx} \left( \frac{dN}{dE} \right)$  与粒子所带电荷  $z$  和介质折射率决定的切伦科夫角有关  $\theta_c$ 。

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{dN}{dE} \right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{r_e m_e c^2} \cdot \sin^2 \theta_c(E) \simeq 370 \cdot \sin^2 \theta_c(E) [\text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}]. \quad (3-20)$$

其中  $r_e$  和  $m_e$  分别是经典电子半径和电子质量，带电粒子在水中发出的切伦科夫光大致处于 [300 nm, 600 nm] 范围，缪子单位长度的切伦科夫光子数产额因子  $\frac{d}{dx} \left( \frac{dN}{dE} \right) = 330 \text{ cm}^{-1}$ 。如果将所有光子按照 300 nm 的波长来计算，对应单个光子的能量为 4.13 eV，进一步换算成缪子因切伦科夫光能损  $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle \simeq 1.3 \text{ keV/cm}$  而带电粒子在水中的电离能损为  $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle \simeq 2 \text{ MeV/cm}$ 。因此切伦科夫探测技术对粒子能量影响很小，几乎是无损探测。簇射缪子大都可以穿透整个水体，产生的切伦科夫光子的数目不依赖于缪子能量。MD 中使用垂直等效缪子 (Vertical Equivalent Muon, VEM) 表征信号大小，单缪信号光电子数约 72 PE<sup>[198]</sup>。MD 探测器性能指标实现了时间分辨小于 10 ns，电荷分辨为 25%，缪子测量纯度大于 95%，探测效率大于 95%<sup>[12]</sup>。

ED 和 MD 共同覆盖的 LHAASO 内环半径为 575 m，内环 ED 间距为 15 m，MD 间距为 30 m。ED 阵列的最外环半径 635 m，此时 ED 的间距为 30 m。外环的 ED 探测器用于在重建算法中区别芯内和芯外事例。表 3-1 统计了各家地面实验的探测器种类，以及电磁粒子探测器的相关性能指标。

**表 3-1 各家地面实验探测器的相关参数，数据基于 LHAASO 白皮书<sup>[12]</sup>。探测器种类中“C”表示切伦科夫探测器，“G”表示气体探测器，“S”表示闪烁体探测器。**

**Table 3-1 Characteristics of different muon detectors operated in some ground-based EAS experiments, based on the White Paper of LHAASO Collaboration<sup>[12]</sup>. “C” represents Cherenkov detector, “G” represents gas detector, and “S” represent scintillator detector.**

实验	探测器种类	能段 (GeV)	大气深度 (g/cm <sup>2</sup> )	阵列面积 (m <sup>2</sup> )	ED 面积 (m <sup>2</sup> )	ED 覆盖率
LHAASO <sup>[199]</sup>	C,S	$10^{2.5} \sim 10^9$	600	$1.3 \times 10^6$	$5.2 \times 10^3$	$4 \times 10^{-3}$
ARGO-YBJ <sup>[200]</sup>	G	$10^{2.5} \sim 10^7$	606	$1.1 \times 10^4$	$6.7 \times 10^3$	$9.3 \times 10^{-1}$
Tibet AS $\gamma$ -III <sup>[201]</sup>	C,S	$10^{4.7} \sim 10^8$	606	$5.04 \times 10^4$	$3.8 \times 10^2$	$8 \times 10^{-3}$
KASCADE <sup>[202]</sup>	G,S	$10^6 \sim 10^8$	1,022	$4.0 \times 10^4$	$5.0 \times 10^2$	$1.25 \times 10^{-2}$
CASA-MIA <sup>[203]</sup>	C,S	$10^5 \sim 10^{7.6}$	870	$2.3 \times 10^5$	$1.6 \times 10^3$	$7.0 \times 10^{-3}$
IceTop <sup>[204]</sup>	C	$10^6 \sim 10^9$	680	$1.0 \times 10^6$	$4.2 \times 10^2$	$4.2 \times 10^{-4}$

表3-2统计了地面实验中缪子探测器的相关参数。定性的说，增大MD探测器覆盖率会显著的提高轻子/强子区分能力，伽马源的伽马能谱指数往往比宇宙线的能谱更小，也就是能谱形式更软，能量越高就需要越大的宇宙线背景排除能力，所以工作能段越高的伽马天文实验，需要更大面积更高覆盖率的缪子探测器。

**表3-2 各家地面实验的缪子探测器的相关参数，数据基于LHAASO白皮书<sup>[12]</sup>部分数据做了更新。**

**Table 3-2 Characteristics of different muon detectors operated in some ground-based EAS experiments, based on the White Paper of LHAASO Collaboration<sup>[12]</sup> with few updated results.**

Experiment	海拔(m)	MD 覆盖面积( $m^2$ )	阵列面积( $m^2$ )	MD 覆盖率
LHAASO <sup>[199]</sup>	4,410	$4.2 \times 10^4$	$1.3 \times 10^6$	$3.2 \times 10^{-2}$
Tibet AS $\gamma$ -III <sup>[201]</sup>	4,300	$4.0 \times 10^3$	$5.04 \times 10^4$	$8 \times 10^{-2}$
KASCADE	110	$6.0 \times 10^2$	$4.0 \times 10^4$	$1.5 \times 10^{-2}$
CASA-MIA	1,450	$2.5 \times 10^3$	$2.3 \times 10^5$	$1.1 \times 10^{-2}$

KM2A的模拟程序G4KM2A(version 2.1)是以GEANT4<sup>[195]</sup>为框架开发的。可以自定义投点范围和事例复用次数，并保存真实投点信息和探测器响应情况。模拟和实验的一致性已经在通过对伽马标准烛光蟹状星云的观测工作中得到了验证<sup>[135]</sup>。

### 3.2.2 WCDA阵列

WCDA阵列是由总面积为78,000 m<sup>2</sup>的三个水池组成的全覆盖式探测器阵列，工作能量从[100 GeV, 30 TeV]对北天的伽马源进行巡天，对瞬源进行监测。相对于窄视场定点观测的成像大气切伦科夫望远镜(IACT)，WCDA可以全天候工作很容易累计观测时长得到接近IACT的灵敏度。如下图3-8所示，处于左下角的1号水池中采用的是8英寸+1.5英寸的大小PMT组合，处于右下角的2号和上部分的3号水池中采用的是20英寸+3英寸的大小PMT组合。一共3120个WCD探测器单元，每个单元由长宽高5 m × 5 m × 4.5 m立方净化水且由黑色遮光帘将每个单元分开，PMT中心约在水底0.5 m的高度上。

WCDA探测器性能指标实现了时间分辨小于2 ns，电荷分辨为单光电子为50%，8英寸PMT在4,000 PE时达到5%，20英寸PMT在1,800 PE时达到3%<sup>[12]</sup>。WCDA采用了大小PMT的组合的方案可以实现跨5个数量级的动态范围，可以对更宽能量范围的宇宙线事例进行有效测量。

表3-3比较了近年来以水切伦科夫为探测技术的伽马天文实验相关性能指标，相比于MILARGO和HAWC，LHAASO-WCDA有着更大的面积，相同时间内可以得到更高的统计量，可以有更大的符合面积(Fiducial Area)用于排除芯外事例，以及测量远芯区的电荷分布用于背景鉴别，所以WCDA对伽马源的灵敏度也略高于HAWC实验。此类伽马天文实验偏好使用Q因子(Q-factor)来表示

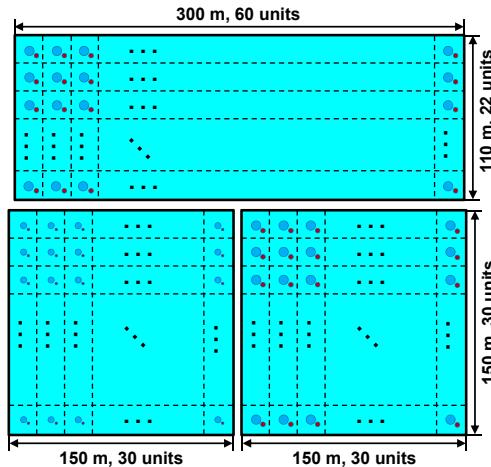


图 3-8 WCDA 阵列布置情况。

Figure 3-8 Schematic of the WCDA layout.

对伽马灵敏度。其中  $\epsilon_\gamma$  和  $\epsilon_{\text{CR}}$  分别表示经过伽马/宇宙线鉴别之后，伽马事例和宇宙线事例的存活率。

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{\text{CR}}}} . \quad (3-21)$$

表 3-3 地面水切伦科夫伽马天文巡天实验的相关参数。

Table 3-3 Characteristics of different water Cherenkov detectors operated in some ground-based gamma astronomy survey experiments.

Experiment	大气深度 ( $\text{g/cm}^2$ )	阵列总面积/缪子灵敏面积 ( $\text{m}^2$ )	水深 (m)	Q 因子
MILAGRO <sup>[205]</sup>	750	$4.8 \times 10^3 (2.5 \times 10^3)$	8	1.5 – 2.0
HAWC <sup>[205,206]</sup>	630	$2.2 \times 10^4$	5	$\sim 5.0$
LHAASO-WCDA <sup>[12]</sup>	600	$7.8 \times 10^4$	4.5	2.0 – 20.0

WCDA 的全模拟程序 G4WCDA(version 4.1) 同样是以 GEANT4<sup>[195]</sup> 为框架开发的。为了加速计算，采用了“两步走”探测器模拟程序设计：第一步 (version 4.1n) 模拟所有的次级粒子和其产生的切伦科夫光子到为 PMT 划分的虚拟立方体边界，并保存下来所有的信息。第二步 (version 4.3w) 只让通过衰减条件的光子和次级粒子继续模拟击中 PMT 光阴极之后的步骤。可以自定义投点范围和事例复用次数，并保存真实投点信息和探测器响应情况。在 G4WCDA(version 4.1) 版本中还能够检查每个 PMT 收集到不同成分贡献的光电子数  $N_{pe}$ ，适用于在 6 节的工作中利用 WCDA 测量广延大气簇射中的次级缪子成分的工作。WCDA 的单元探测器模拟的则是利用  $3 \times 3$  规模的 WCDs 的探测器单元小组构成，用于原型机性能分析<sup>[207]</sup>。模拟和实验的一致性同样已经在通过对伽马标准烛光蟹状星云的观测工作中得到了验证<sup>[168]</sup>。

水池安装的 PMT 型号不一样会有探测效率的差异需要进行 pe 对齐的问题<sup>[209]</sup>。我在实验和模拟数据的处理上对不同水池的 PMT 响应差异之间的调整

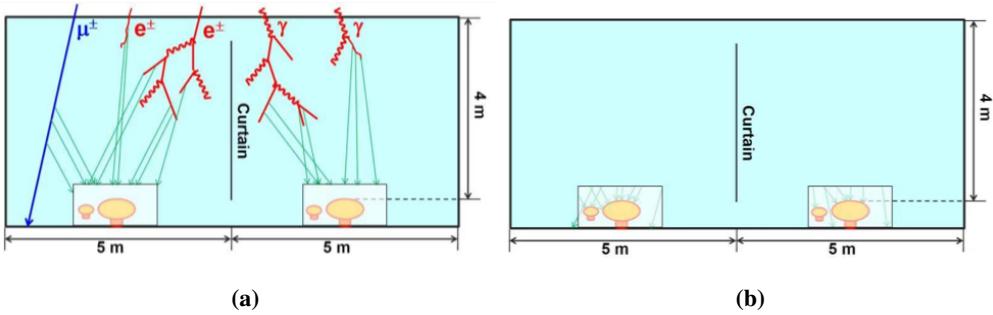


图 3-9 WCDA 的 G4WCDA 采用“两步走”探测器模拟程序。

Figure 3-9 Sketch of the two-step simulation procedure in G4WCDA.

注: 图片引自<sup>[208]</sup>的图 13。

所采用修正方法是: WCDA 2 号 3 号水池往 1 号水池的响应水平上修正  $N_{\text{PE}}/11.0$ ; WCDA 1 号水池  $N_{\text{PE},\text{thre}}$  设置为 5.5 PE; WCDA 2 号 3 号水池  $N_{\text{PE},\text{thre}}$  设置为 7.0 PE。

如图 3-10 所示, 在信号大于单缪子峰的满效率阶段, 1 号水池和 2 号水池在实验和数据的比对上大致符合。在模拟和实验数据两种情况下, 1 号水池和 2 号水池相互比对也大致符合。水池之间的差异基本可以在后面的分析中忽略其影响。

### 3.2.3 WFCTA 阵列

WFCTA 阵列由 18 台宽视场成像大气切伦科夫望远镜组成, 有切伦科夫光模式和荧光模式两种工作模式。联合 KM2A 和 WCDA 阵列, 多参数、分能段精确测量 10 TeV 至 EeV 的宇宙线成分能谱<sup>[210,211]</sup>。空气簇射中的带电粒子穿过大气产生荧光或切伦科夫光经  $5 \text{ m}^2$  的球面反射镜收集并反射到硅光电倍增管 SiPM 相机上, 在 SiPM 相机上成荧光或切伦科夫事例像。单台望远镜的视场范围约为  $16^\circ \times 16^\circ$ , 与传统的 IACT 采用的 PMT 相比, 具有更大动态范围的硅光电倍增管 SiPM 还具有遇到强光不损坏, 工作电压低和对地球磁场不敏感的特点, 甚至可以在满月的夜晚工作, 提高了工作占空比。

### 3.2.4 事例重建

原初宇宙线事例的信息包括, 芯位信息, 方向信息, 能量信息和粒子类型。这就需要结合每个着火探测器上的信号特征推测上述信息, 我们称之为“重建”(Reconstruction)。本节介绍 KM2A 的重建方法, 1/2 阵列的 KM2A 就已经展示出对伽马事例有着良好的测量能力<sup>[135]</sup>, 对簇射方向、芯位和能量等信息重建分辨率如下表 3-4 所示:

图 3-12 的 (a) 说明了地面阵列探测簇射的示意图, 展示了前峰面存在一定的厚度, 而且准确来说是近似锥面的。而 3-12 的 (b) 则展示了粒子相对于第一个次级粒子到达观测面时间的分布情况, 尤其代表前峰面上的次级粒子到达时间。

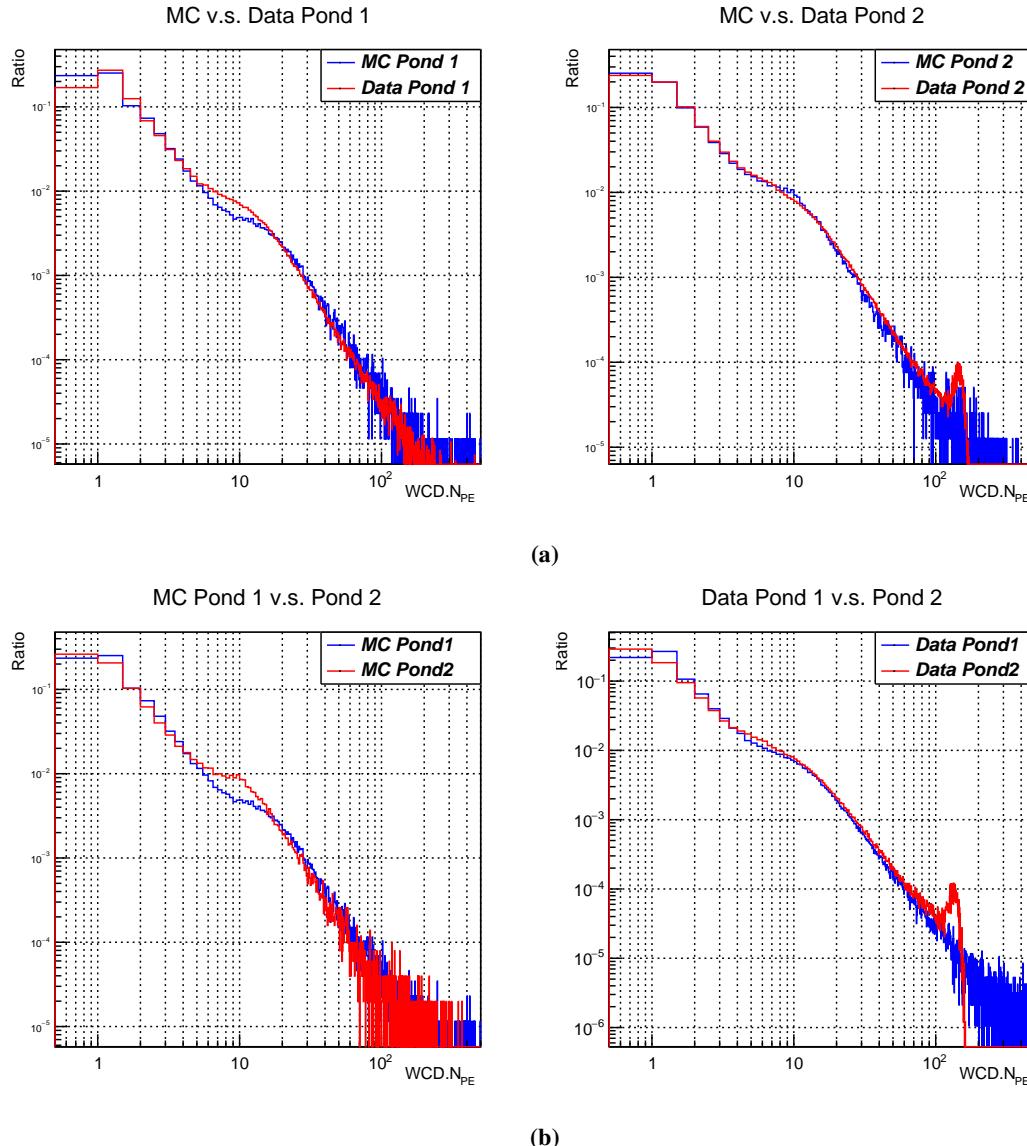


图 3-10 (a) 1 号水池和 2 号水池各自模拟和实验数据的比对。(b)1 号水池和 2 号水池在实验和模拟中一致性相互比对。

**Figure 3-10** The detector response after calibration process in the MC simulation procedure and experient data. (a) Comparasion between MC simulation and measured Data with Pond 1 and Pond 2 respectively (b) The comparasion between Pond 1 and Pond 2 in MC simulation and measured Data respectively.

表 3-4 基于已发表的 1/2 KM2A 的模拟结果, 对天顶角小于 20° 伽马事例芯位重建, 方向重建和能量重建分辨率。

**Table 3-4** The gamma-ray event reconstruction performance of core resolution, angular resolution from the published results based on 1/2 KM2A simulation with zenith less than 20 degrees.

能量	芯位重建 $\sigma_{\text{core}}$	方向重建 $\sigma_\theta$	能量重建 $\sigma_E$
20 TeV	~4 m	~0.8°	~24%
100 TeV	~2 m	~0.24°	~13%

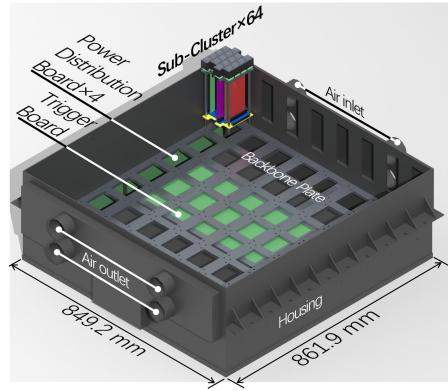


图 3-11 WFCTA 的光电倍增管 SiPM 相机结构示意图。

Figure 3-11 The structure of the WFCTA SiPM camera.

注: 图片引自<sup>[212]</sup>的图 2(a)。

沿着簇射轴方向上来看前峰面上的次级粒子数最多，但是造成在 30 ns 出现粒子数峰值，这里由两个效应导致：其一是簇射前峰面存在厚度，按照 [1 m, 3 m] 来记，约引入 [3 ns, 10 ns] 左右的时间展宽。其二是簇射前峰面靠近簇射轴的次级粒子数多，远离簇射轴次级粒子数少。此外由于簇射不是每个都垂直入射，所以远离簇射轴的次级粒子在这种情况下到达时间更早，所以可以看到峰值往后移。按照天顶角 30° 入射且前峰面为平面的簇射来计算，距离簇射轴 20 m 处的次级粒子比簇射中心的粒子早到约 38 ns。

从图 3-12 中还可以发现簇射产生的绝大多数次级粒子都在一个很小的时间窗口抵达观测面，所以可以通过噪声过滤掉由于噪声引起的着火。经过简单的芯位重建和方向重建之后可以大致确定原初粒子的芯位和方向信息。但是簇射起源于一个原初粒子，所以远离簇射轴的次级粒子相对于前峰面存在延迟，前峰面其实是存在“弧度”的，所以之后会用精度更高的 NKG 方法来以及锥面拟合分别拟合芯位和方向。在满足收敛条件后我们开始重建能量，继而通过 ED 探测器和 MD 探测器收集到的电磁粒子数和缪子数判断原初粒子种类，KM2A 的重建流程如图 3-13 所示。

可以在两种参考系下描述簇射：一是在观测面参考系下，几何坐标和当地时间为  $(0, 0, 0, t_0)$ 。能量为  $E_0$  宇宙线以  $(\theta, \phi)$  的方向入射，宇宙线产生了簇射，其簇射轴处的前峰面到达观测平面的芯位和时间  $(x_c, y_c, z_c, t_c)$ 。簇射导致了序号为  $i$  的 ED 探测器被触发，其坐标和时间信息为  $(x_i, y_i, z_i, t_i)$ ，测量到的电磁粒子数为  $N_i^{\text{mea}}$ 。

二是在簇射参考系下，簇射轴处的前峰面到达观测平面的芯位和时间作为原点  $(0, 0)$ ，簇射轴方向的单位向量为  $(l, m, n)$ ，簇射导致了序号序号为  $i$  的 ED 探测器被次级粒子触发相对于对于簇射轴的距离和前峰面的时间可以描述为  $(dr_i, dt_i)$ 。如果前峰面是平面，那么  $dr_i, dt_i$  可写作：

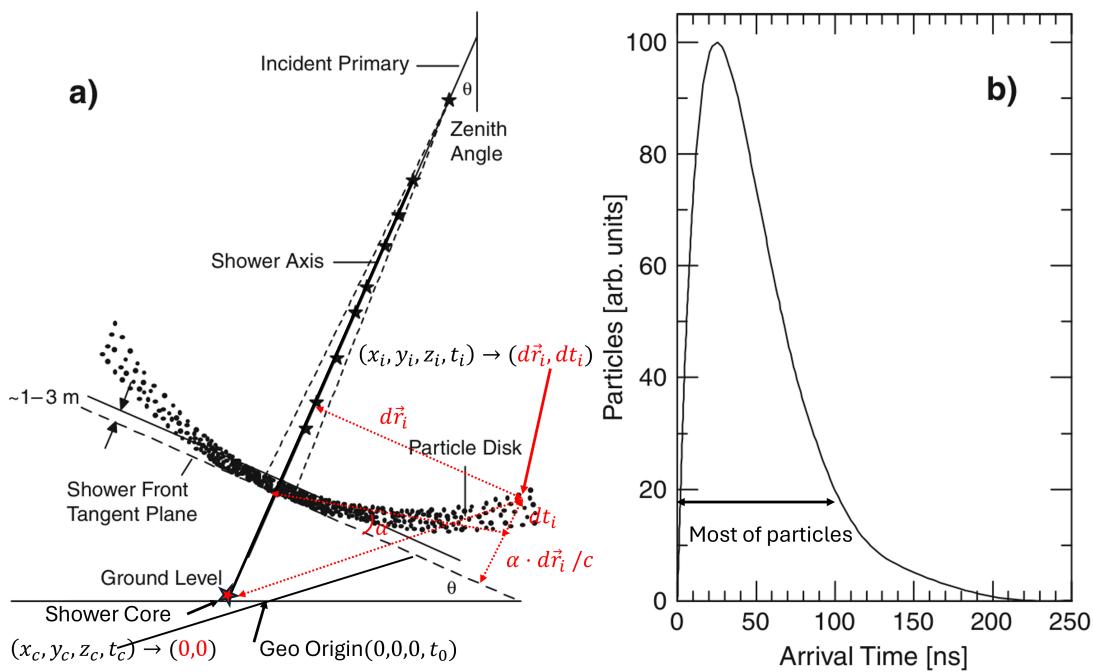


图 3-12 (a) 簇射的纵向发展 (b) 事例中各种次级粒子数到达地面的时间分布

Figure 3-12 (a) Longitudinal profile of an air shower. (b) The approximate time profile of an average shower at ground level.

注: 修改自<sup>[175]</sup> 中图 1.5

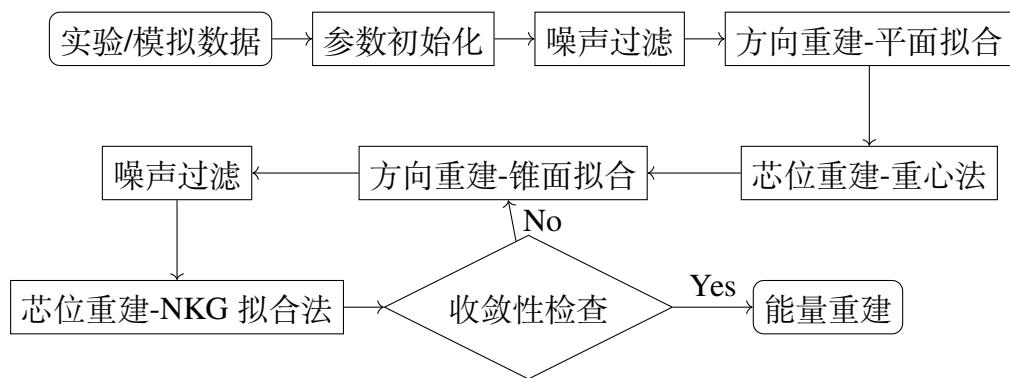


图 3-13 KM2A 阵列的事例重建流程。

Figure 3-13 The procedure of event reconstruction conducted by the KM2A.

$$\begin{cases} dt_i = t_i - t_0 - (x_i \cdot l + y_i \cdot m + z_i \cdot n) / c \\ dr_i = \sqrt{(x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2 + z_i^2 - [(x_i - x_c)l + (y_i - y_c)m - z_i n]^2} \end{cases} \quad (3-22)$$

### 3.2.4.1 芯位重建

重心法可以粗略但快速地定位簇射芯位  $(x_c, y_c)$ , 因为簇射绝大部分电磁粒子集中在很小的范围内。触发探测器数越多, 收集到粒子数越多的区域, 理论上越有可能是簇射中心:

$$(x_c, y_c) = \left( \frac{\sum_i \omega_i x_i}{\sum_i \omega_i}, \frac{\sum_i \omega_i y_i}{\sum_i \omega_i} \right), \quad (3-23)$$

其中位置权重  $\omega_i$  是 Gaussian 函数, 受到该探测器的电磁粒子数  $N_i^{\text{mea}}$  和距离当前重建芯位  $(h_x, h_y)$  距离  $D$  的调制作用:

$$\omega_i = N_i^{\text{mea}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{D_i}{\sigma} \right)^2 \right\}, \quad (3-24)$$

其中指数项里的  $D_i = \sqrt{(x_i - h_x)^2 + (y_i - h_y)^2}$ , 对应的 Gaussian 型分辨率  $\sigma$  正好是 ED 探测器的间距 15 m。重心法经过一两次迭代就会收敛得到收敛的结果。

NKG 拟合芯位法则是用于得到重建方向  $(l, m, n)$  之后精确拟合簇射芯位, 一个事例中每个着火 ED 探测器测量到的电磁粒子数符合彼此独立的 Poisson 分布, 序号为  $i$  的 ED 探测器距之前拟合的簇射芯位  $(x_c, y_c)$  的距离为  $dr_i$ , 电磁粒子数重新表述为  $Q_i^{\text{mea}}(r_i)$  根据 NKG 函数 3-4 描述在  $dr_i$  的预期粒子数为  $N_i^{\text{exp}} = \rho(dr_i) \cdot A_{\text{ED}}$ 。构造出关于  $dr_i(x_c, y_c)$  的似然方程, 并求解概率积  $P^*$  最大值。由于对  $i$  已经积分掉了, 得到了极大似然下的最优  $(x_c, y_c)$ 。

$$P^* = \arg \max_{(x_c, y_c)} \prod_i \left[ \frac{N_i^{\text{exp}} N_i^{\text{mea}}}{N_i^{\text{mea}}!} e^{-N_i^{\text{exp}}} \right]. \quad (3-25)$$

### 3.2.4.2 方向重建

绝大部分电磁粒子应该都集中在前锋面上, 所有着火探测器相对于前锋面的时间残差之和应该很小。基于此思路可以采用最小二乘法求得时间残差加权求和  $T_p^*$  的最小值, 得到平面拟合下簇射前锋面的方向  $l, m$  和时间  $t_0$ :

$$T_p^* = \arg \min_{t_0, l, m} \sum_i w_i^2 dt_i^2. \quad (3-26)$$

其中时间权重  $w_i$  是一个条件函数, 在  $T_{lb} = -20$  ns 和  $T_{ub} = 0$  ns 区间内权重为 1; 而当该区间之外则是 Gaussian 函数的形式, 受到该探测器相对于前锋面的时间残差  $dt_i$  的调制作用:

$$w_i = \begin{cases} 1.0 & , \quad \text{when } T_{lb} \leq dt_i \leq T_{ub} \\ \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{dt_i}{\sigma} \right)^2 \right\} & , \quad \text{else} \end{cases} \quad (3-27)$$

其中指数项里对应的 Gaussian 分辨率正好是  $[T_{lb}, T_{ub}]$  区间宽度的一半为 10 ns。

在锥面拟合的情况下，锥面拟合中最小化过程里  $T_c^*$  会多求解一个锥面因子  $\alpha$ ，修正一下式 (3-22) 中的平面前锋面假设下的时间残差  $dt_i$  和式 (3-26) 的时间残差加权求和  $T_c^*$  为：

$$\begin{cases} dt_i = t_i - t_0 - (x_i \cdot l + y_i \cdot m + z_i \cdot n + \alpha \cdot dr_i) / c \\ T_c^* = \arg \min_{t_0, l, m} \sum_i w_i^2 |dt_i|^2, \end{cases} \quad (3-28)$$

根据最小二乘法得到的簇射重建方向  $l, m$ ，可以得到宇宙线事例的天顶角和方位角  $(\theta, \phi)$

$$\begin{cases} \theta = \arcsin(\sqrt{l^2 + m^2}) \\ \phi = \arctan(\frac{m}{l}). \end{cases} \quad (3-29)$$

### 3.2.4.3 能量重建

目前 KM2A 对伽马天文观测的能量重建公式是基于描述电磁簇射横向分布的 NKG 公式 (3-4) 开发的，KM2A 通过对伽马事例的模拟发现，在距离簇射轴 50 m 环带上的电荷密度  $\rho(50)$  的相对涨落是最小的，而且不同能量的伽马事例几乎都是 [50 m - 60m] 的环带上相对涨落最小，所以确定了采用  $\rho_{50}$  和簇射重建天顶角  $\theta_{rec}$  作为能量重建参数，用于第 4 章伽马观测结果限制洛伦兹破缺能标、第 5 章宇宙线电子的能谱分析和第 6 章蟹状星云等天顶角观测匹配事例能量重建。

$$\log\left(\frac{E_{rec}}{\text{TeV}}\right) = a(\theta_{rec}) \cdot [\log(\rho_{50})]^2 + b(\theta_{rec}) \cdot \log(\rho_{50}) + c \cdot (\theta_{rec}). \quad (3-30)$$

### 3.2.4.4 鉴别参数

在 2.1 中已经讨论了，无论入射原初粒子是轻子还是强子都会在大气中引发电磁级联，所以次级电磁成分几乎可以衡量原初粒子的能量，但对轻子/强子区分并不敏感。而次级缪子成分却可以很好的表征簇射中的强子级联，所以一个朴素的想法就是对每个事例对电磁粒子数和缪子数分别计数，直观地区分原初宇宙线是轻子还是强子。可以测量地面实验也会基于测量到的电磁粒子数和缪子数  $N_e, N_\mu$  去构造用于做伽马/强子鉴别的估计量，例如 Tibet-AS $\gamma$ <sup>[213]</sup>。KM2A 使用了一个估计量  $R$  用于做为伽马/强子区分的鉴别参数。

$$R = \log\left(\frac{N_\mu + 0.0001}{N_e}\right), \quad (3-31)$$

### 3.2.5 源分析和显著性计算

本论文中在6.4.2使用到了对蟹状星云(Crab Nebulae)作为伽马源的观测数据，采用等天顶角法(Equi-zenith angle method)的方法估计信号窗口的宇宙线背景。由于探测器接收效率与天顶角相关，而且大气深度也和天顶角相关，为了避免天顶角带来的对事例探测效率的影响，所以通过同时计数不同方位角的背源窗口中的事例总数 $N_{\text{off}}$ 和相同天顶角的向源窗口中的事件数 $N_{\text{on}}$ ，来估算向源窗口里的背景数 $N_b$ 。等天顶角方法的示意图如图3-14所示，可以在相等的天顶角范围内获得相等的接收效率，选择合适的窗口宽度后不会受到信号的污染，从而使背景估算更加准确。在第6.5节的研究工作中，对KM2A对蟹状星云观测数据中采用的观测窗口大小是 $10^\circ \times 10^\circ$ ，并保持向源窗口与背源窗口曝光比 $\alpha$ 恒定，在这里 $\alpha = 1/12$ 。等天顶角方法中预期的背景事件数 $N_b$ 可以表示为：

$$N_b = \alpha \cdot N_{\text{off}} . \quad (3-32)$$

如果认为在每个窗口观测到的事例数均服从独立的Poisson分布，利用背景和信号的期望估计向源窗口和背源窗口里的事例数并作为Poisson分布。Li和Ma<sup>[214]</sup>利用似然比的方法将有源假设和无源假设做比得到显著性：

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{on}} \ln \left[ \frac{1+\alpha}{\alpha} \frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right] + N_{\text{off}} \ln \left[ (1+\alpha) \frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right] \right\} . \quad (3-33)$$

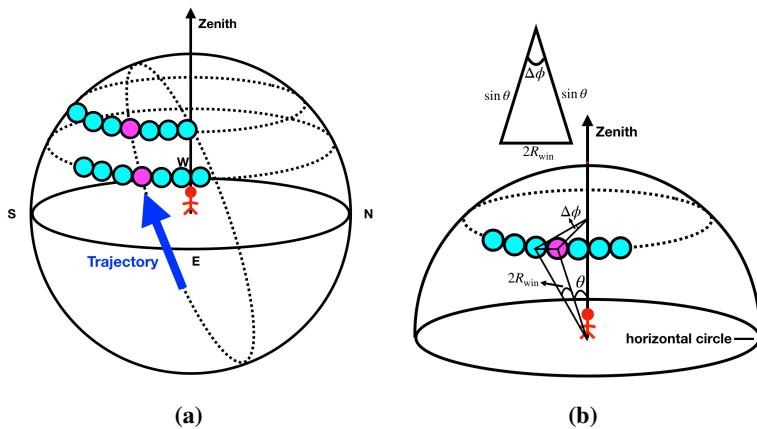


图 3-14 等天顶角观测天体源的示意图。(a) 源的轨迹, 以及对源的窗口和背源的窗口。粉色区域是源窗口, 浅蓝色区域是背源窗口。蓝色箭头是源的轨迹方向; (b) 天顶角  $\theta$ 、源窗口或背源窗口的角半径  $R_{\text{win}}$  以及相邻窗口的方位角角距离  $\Delta\phi$  之间的关系。

Figure 3-14 Sketch maps of the equi-z zenith angle method. (a) the trajectory of the source, the on-source and off-source windows. Pink region is the on-source window and light blue regions are off-source windows. The blue arrow is the trajectory direction of the source; (b) the relationship between zenith angle  $\theta$ , the angular radius of the on-source or off-source window(s)  $R_{\text{win}}$ , and the azimuthal angular distance of adjacent windows  $\Delta\phi$ .

注: 图片引自 [215] 的图 4。

## 第 4 章 利用 1/2KM2A 阵列伽马观测结果对洛伦兹破缺能标限制研究

在 2020 年, HAWC 实验发现了至少四个天体源存在 100 TeV 光子发射的证据, 这将  $E_{LV}^{(1)}$  的限制提高到  $2.2 \times 10^{31}$  eV<sup>[173]</sup>。受 HAWC 先前工作的启发<sup>[173]</sup>, 我采用了 LHAASO 合作组报道三个公开的 100TeV 伽马源的能谱测量结果 (LHAASO J2226+6057, LHAASO J1908+0621, LHAASO J1825-1326) 和的来自 Cygnus 区域极高能单光子事件数据, 利用对洛伦兹破缺模型引入的光子能量-动量色散关系, 快速得到了 LHAASO 实验所能给出的洛伦兹破缺能标  $E_{LV}$  限制。

我考虑了光子衰变和光子分裂的两种情况并做了适当的近似简化分析, 其中洛伦兹破缺一阶修正项里利用光子衰变过程得到了最强的破缺能标限制, 为  $1.7 \times 10^{33}$  eV( $1.39 \times 10^5 E_{Pl}$ ), 比 HAWC 报道的结果<sup>[173]</sup> 高 1.9 个数量级。洛伦兹破缺二阶修正项里利用光子分裂过程得到了最强的破缺能标限制为  $2.45 \times 10^{25}$  eV( $2.01 \times 10^{-3} E_{Pl}$ )。

此章节内容安排如下: 第 4.1 节介绍 LHAASO 合作组对洛伦兹能标限制的工作。

第 4.2 节介绍光子衰变和光子分裂的两种由洛伦兹破缺引入的物理过程推导和限制洛伦兹破缺能标的方法。

第 4.3 节介绍了根据 LHAASO 观测利用能谱分析和单光子观测不同方法得出洛伦兹破缺能标限制结果。

第 4.4 节讨论和比较不同物理过程, 不同限制方法之间对洛伦兹破缺能标限制能力。

第 4.5 节进一步讨论了 KM2A 观测能力对新物理检验的能力。

### 4.1 LHAASO 对洛伦兹破缺能标限制工作简述

当时 LHAASO-KM2A 处于 1/2 阵列运行模式运行了 5 个月, 但是根据试运行的数据得出 1/2 KM2A 在 50 TeV 之上的灵敏度已经优于其他实验<sup>[135]</sup>。在 2021 年, LHAASO 合作组报告了在银河系中有 12 个伽马射线源存在超过 100 TeV 的伽马辐射, 最高能量的光子能量达到了  $1.42 \pm 0.13$  PeV<sup>[14]</sup>。

此后 LHAASO 合作组对有洛伦兹破缺引入的光子衰变和光子分裂两个情形, 采用了更加复杂能谱拟合手段和统计分析手段<sup>[174]</sup>, 给出了洛伦兹破缺能标的限制结果。在超光速情形下, 对一阶和二阶洛伦兹破缺能标的限制结果分别为  $1.42 \times 10^{33}$  eV( $1.16 \times 10^5 E_{Pl}$ ) 和  $2.21 \times 10^{25}$  eV( $1.81 \times 10^{-3} E_{Pl}$ )。LHAASO 合作组的结果也检验了我工作中对模型简化近似处理的正确性。

在 2022 年, LHAASO 报道了 GRB221009A 在 TeV 能段的高能余辉<sup>[168]</sup>, 在最初触发 WCDA 对 MeV GRB 暴检测的 4,000 s 中就收集到了 64,000 个能量

在 [0.2 TeV, 7 TeV] 范围内的伽马事例，能量一直延伸至 18 TeV。通过分析，LHAASO 合作组报道了基于 GRB 的高低能光子的飞行时间延迟对洛伦兹破缺能的限制，在超光速情形，对一阶和二阶洛伦兹破缺能标的限制结果分别为  $1.1 \times 10^{29}$  eV( $9.0 E_{Pl}$ ) 和  $7.0 \times 10^{18}$  eV( $5.74 \times 10^{-10} E_{Pl}$ )<sup>[169]</sup>。

## 4.2 洛伦兹破缺

一个完整的物理理论必须包括动力学，在第 2.3 节已经介绍了不同的方式将引力给量子化，在这里仍然建议按照有效场论的角度理解洛伦兹破缺。标准模型和相对论都可以被看作是有效场论，所以用类似公式 (2-25) 的形式直接嵌入洛伦兹破缺项是非常直观易懂的<sup>[216,217]</sup>。此节并再讨论洛伦兹破缺的动力学，而只从唯象的角度描述洛伦兹破缺在伽马观测领域出现的现象。在自然单位制下 ( $c = \hbar = \epsilon_0 = 1$ )，第 2.3 节中公式 (2-30) 可以很好地描述光子的能量动量-色散关系的形式，用其频率  $\omega$  和波矢  $k$  可以进一步简单记为：

$$\omega^2 = k^2[1 + \alpha_0 + \alpha_1 k^1 + \alpha_2 k^2 + \dots + \alpha_n k^n] \quad (4-1)$$

为了避免讨论亚光速情形的辐射修正，仅考虑超光速传播情形 ( $\partial\omega/\partial k > 1$ )，使用  $\alpha_n$  来表示第  $n$  阶色散系数，那么第  $n$  阶的洛伦兹破缺能标  $E_{LV}^{(n)}$  则可以写作：

$$E_{LV}^{(n)} = \alpha_n^{-1/n} \quad (4-2)$$

下面开始讨论超光速修正下的光子衰变和光子裂变两个情形。

### 4.2.1 光子衰变情形

光子衰变成正负电子的过程 ( $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ ) 如下图 4-1 所示，可以用 QED 基本顶点表示。

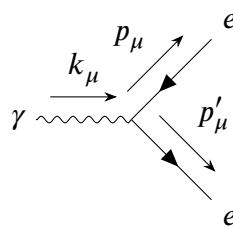


图 4-1 被洛伦兹不变性禁戒的光子衰变的过程。

**Figure 4-1 Photon Decay Scenario forbidden by the Lorentz invariance.**

单个光子 ( $\omega, k$ ) 与电子 ( $E_e, \vec{p}_-$ ) 和正电子 ( $E_e, \vec{p}_+$ ) 两条费米子线相交，顶点项贡献  $i g_e \gamma^\mu$ ，电磁相互作用的耦合常数  $g_e$  和结构精细常数  $\alpha$  有如下关系  $g_e = (4\pi\alpha)^{1/2} = e$  当然还是可以写出该 QED 顶点的散射矩阵元  $|\mathcal{M}|^2$  的形式：

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}|^2 &= (\not{p} - \not{k} + m)(e^2 \gamma^\mu \gamma^\nu)(\not{p} + m)\epsilon_\mu \bar{\epsilon}_\nu \\
 &= (p_\mu p_\nu - k^\mu p^\nu - p^\nu p^\mu + k^\nu p^\mu + p^\alpha p_\alpha g^{\mu\nu} + m^2 g^{\mu\nu})\epsilon_\mu \bar{\epsilon}_\nu \\
 &= e^2 |4m_e^2 - k^2|,
 \end{aligned} \tag{4-3}$$

散射截面  $\Gamma_{\gamma \rightarrow e^+ e^-}$  形式如下：

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{\gamma \rightarrow e^+ e^-} &\sim \frac{1}{2k} \int |\bar{\mathcal{M}}|^2 \frac{d^3 p_-}{(2\pi)^3 2E(p_-)} \frac{d^3 p_+}{(2\pi)^3 2E(p_+)} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k - k_1 - k_2) \\
 &= \frac{e^2}{4\pi} \frac{|4m_e^2 - k^2|}{4\omega} \int_0^\pi \sum_{p=p_\pm} \frac{p^2 \sin \theta d\theta}{|(k \cos \theta - p)E_e - p\sqrt{k^2 + E_e^2 - 2kp \cos \theta}|} \\
 &= \frac{e^2}{4\pi} \frac{|4m_e^2 - k^2|}{4k\sqrt{1 + \alpha_n k^n}} \int_0^\pi \sum_{p=p_\pm} \frac{p^2 \sin \theta d\theta}{|(k \cos \theta - p)E_e - p\sqrt{k^2 + E_e^2 - 2kp \cos \theta}|}
 \end{aligned} \tag{4-4}$$

为了对上式中相空间进行积分，在洛伦兹不变性下能量守恒中写作：

$$\omega = \sqrt{p_+^2 + m_e^2} + \sqrt{p_-^2 + m_e^2} \tag{4-5}$$

$$= 2\sqrt{p_-^2 + m_e^2}, \tag{4-6}$$

假设正负电子的动量张角为  $2\theta$ ，那么根据动量垂直方向相消后，平行方向上分量有如下关系：

$$\omega = p_+ \cos \theta + p_- \cos \theta = 2p_- \cos \theta \tag{4-7}$$

可以得到张角  $\theta$  的关系：

$$\cos \theta = \sqrt{1 + m_e^2/p_-^2} \tag{4-8}$$

因为需要满足  $\cos \theta \leq 1$ ，所以在洛伦兹不变性下，QED 的单顶点过程被禁戒。在这里，认为洛伦兹破缺对费米子的修正项系数和玻色子的修正系数一样大。而费米子拥有静止质量，所以相比于没有静止质量的高能入射光子，洛伦兹破缺对较低能的出射电子而言的效应可以忽略不计。所以如果只引入了光子色散关系 (4-1) 后进入 (4-5)，可以修改为：

$$\begin{aligned}
 k\sqrt{1 + \alpha_n k^{n+1}} &= \sqrt{\vec{p}_-^2 + m_e^2} + \sqrt{|\vec{k} - \vec{p}_+|^2 + m_e^2} \\
 &= \sqrt{p_-^2 + m_e^2} + \sqrt{m_e^2 + p_-^2 + k^2 - 2kp_- \cos \theta}
 \end{aligned} \tag{4-9}$$

整理式 (4-9) 后可以得到关于出射电子动量  $p$  的二元一次方程：

$$(a_n k^n + 2 \sin^2 \theta) p^2 - 2\alpha_n k^n p \cos \theta + 2m_e^2 + \alpha_n k^n m_e^2 = 0 . \quad (4-10)$$

出射电子的动量必须存在正负解，由求根公式可以得到：

$$p_{\pm} = \frac{a_n k^n \cos \theta \pm \sqrt{a_n^2 k^{2n+2} \cos^2 \theta - 4(\sin^2 \theta + a_n k^n)(1 + a_n k^n)m_e^2}}{2\alpha_n k^n + 2 \sin^2 \theta} \quad (4-11)$$

其中只有  $a_n^2 k^{2n+2} \cos^2 \theta - 4(\sin^2 \theta + a_n k^n)(1 + a_n k^n)m_e^2 \geq 0$  才是物理上允许的。入射光子和出射电子的开角  $\theta$  可能在  $[0, \pi]$  之间。在开角  $\theta \in [0, \pi/2)$  时， $\cos \theta$  单减，在开角  $\theta \in [\pi/2, \pi)$  时， $\cos \theta$  单增；如果将式 (4-11) 的根号项按照  $\cos \theta$  整理：

$$(a_n^2 k^{2n+2} - 4m_e^2) \cos^2 \theta - \alpha_n k^n \cos \theta + (2\alpha_n k^n + 4m_e^2 + a_n^2 k^{2n}) \geq 0 . \quad (4-12)$$

由式 (4-1) 可知， $(a_n^2 k^{2n+2} - 4m_e^2) > 0$ ，上式对  $\cos \theta$  是一个形状开口向上的抛物线型的二次函数。于是当  $\theta = 0 (\cos \theta = 1)$  时，式 (4-11) 的根号项取最大值，也就是洛伦兹破缺的临界状态。对于给定的洛伦兹破缺系数  $\alpha_n$ ，给定入射光子的动量  $k$  存在：

$$\alpha_n \leq \frac{4m_e^2}{k^n(k^2 - 4m_e^2)} , \quad (4-13)$$

上式取等号的时候，出射正负电子的动量为  $-4m_e^2 k^4 \sin^2 \theta / (k^2 - 4m_e^2)^2$ 。一旦光子衰变过程被允许，在某项  $\alpha_n$  下衰变速率为：

$$\Gamma_{\gamma \rightarrow e^+ e^-} = \frac{e^2}{4\pi} \frac{|4m_e^2 - k^2|}{4k \sqrt{1 + \alpha_n k^n}} \int_0^{\theta_{\max}} \sum_{p=p_{\pm}} \frac{p^2 \sin \theta d\theta}{|(k \cos \theta - p)E_e - p \sqrt{k^2 + E_e^2 - 2kp \cos \theta}|} . \quad (4-14)$$

Martínez-Huerta<sup>[159]</sup> 计算了出射电子在  $\theta \in [0, \theta_{\max}]$  范围内的衰变宽度积分  $\Gamma_{\gamma \rightarrow e^+ e^-}$ ，从而给定了在光子能量  $E_{\gamma}$ 、末态粒子质量  $m_e$  和修正的领头阶  $n = 1$  下，不同  $\alpha_1$  所允许的  $\theta_{\max}$  和对应的光子自由程，如图 4-2 所示。当  $\alpha_1$  限制很低的  $\sim 10^{-29}$  时，衰变的正负电子只能允许存在朝前的动量，对应的自由程可以达到 kpc；而当  $\alpha_1$  限制高达  $\sim 10^{-18}$  时，最大开角达到了  $\pi/2$  反而光子的自由路径被限制在  $10^{-12}$  m 尺度。所以光子能量低于  $\alpha_n$  阈值时，光子衰变过程几乎可以认为被禁戒。一旦光子能量高于  $\alpha_n$  阈值，洛伦兹破缺引发的光子衰变过程会极其高效，天体源产生的任何高能光子在宏观距离上传播的光子必须低于洛伦兹破缺对应的能量阈值，或者在地球上观测到伽马天体源能谱均出现硬截断的现象<sup>[218]</sup>。

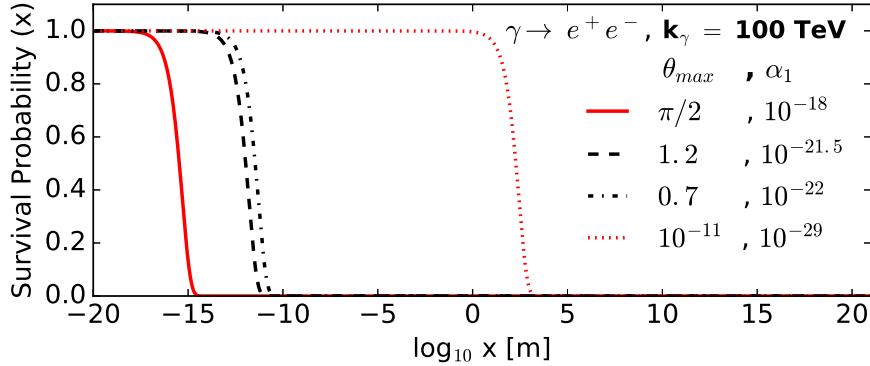


图 4-2 100 TeV 光子在光子衰变情形下，衰变概率与平均自由程关系。

Figure 4-2 For a 100 TeV photon, photon decay probability as a function of the mean free path.

注：引自<sup>[159]</sup>的图 10。

因此，当  $m_e$  和  $E_{cut}$  分别代表电子质量和观测的伽马天体源能谱的截断能量时，将为任何阶数的洛伦兹修正项  $n$  建立  $\alpha_n$  阈值。然后，基于公式 (4-2) 和 (4-13)，推导出洛伦兹破缺系数  $a_0$ ，破缺能标的一阶项  $E_{LV}^{(1)}$  和二阶项  $E_{LV}^{(2)}$ ：

$$\begin{aligned}\alpha_0 &\leq \frac{4m_e^2}{E_{cut}^2 - 4m_e^2} \\ E_{LV}^{(1)} &\geq 9.57 \times 10^{23} eV \left(\frac{E_{cut}}{\text{TeV}}\right)^3 \\ E_{LV}^{(2)} &\geq 9.78 \times 10^{17} eV \left(\frac{E_{cut}}{\text{TeV}}\right)^2.\end{aligned}\quad (4-15)$$

#### 4.2.2 光子分裂情形

光子分裂成多个光子的过程 ( $\gamma \rightarrow N\gamma$ ) 其衰变宽度  $\Gamma_{\gamma \rightarrow N\gamma}$  的计算公式如下，图 4-3 展示了  $N=3$  的情形。

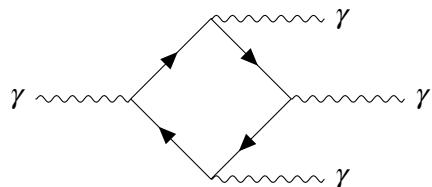


图 4-3 QED 允许发生但是相空间积分为零的光子分裂情形。在引入洛伦兹破缺后的 QED 相空间积分不在为零，该过程可以发生。

Figure 4-3 Photon Splitting Scenario which is allowed in ordinary QED but the phase volume vanish. In LV induced QED, phase volume isn't null at all.

$$\Gamma_{\gamma \rightarrow N\gamma} = \frac{1}{2\omega} \int \frac{1}{N!} \prod_{i=1,2,\dots,N} \frac{d\vec{k}_i}{(2\pi)^N (2\omega_i)} |\bar{\mathcal{M}}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k - \sum_i k_i), \quad (4-16)$$

其中  $\omega_i, k_i$  是末态出射光子的能量和动量 ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) 和  $\omega$  是初始光子的能量。 $1/N!$  表示全同粒子排序因子。在标准 QED 中，因为矩阵元的相空间  $\delta^{(4)}(k - \sum_i^N k_i)$  为零，这种光子分裂过程不会发生。引入洛伦兹破缺修正色散关系后，矩阵元和相空间体积变为非零，导致在超光速光子传播情况下，这种非阈值过程以有限速率发生。

然而，这个过程衰变道宽度有限：每多产生一个出射光子，就需要多一个标准的 QED 顶点，散射矩阵元  $|\mathcal{M}|^2$  就会多一个精细结构常数  $\alpha \sim 1/137$  来压低光子分裂的衰变道产生宽度。相当于单光子劈裂成  $N$  个出射光子的概率要比劈裂成  $N-1$  个光子的概率高约两个数量级。

而单光子衰变成双光子道 ( $\gamma \rightarrow 2\gamma$ ) 受到法雷定理 (Furry's theorem) 的禁戒——基于电荷共轭对称性 (Charge Conjugated Symmetry) 和能量守恒关系推导得出在包含有奇数个外线光子的费米子圈的贡献为 0。如在 2.3.1 中介绍到洛伦兹破缺可以由 CPT 对称性破缺导致，但是不单独由电荷共轭对称性破缺导致。

因此，衰变宽度最宽的是单光子分裂成三光子道 ( $\gamma \rightarrow 3\gamma$ )<sup>[155,219]</sup>。然后可以能量为单位测量的光子分裂衰变速率  $\Gamma_{\gamma \rightarrow 3\gamma}$ <sup>[161–163]</sup>，上面公式可以进一步化简为：

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma \rightarrow 3\gamma} &\simeq 1.2 \times 10^3 \left(\frac{2\alpha}{45}\right)^2 \frac{E_{cut}^{19}}{2^8 3! \pi^4 m_e^8 E_{LV(3\gamma)}^{10}} \\ &\simeq 5 \times 10^{-14} \frac{E_{cut}^{19}}{m_e^8 E_{LV(3\gamma)}^{10}}, \end{aligned} \quad (4-17)$$

推导结果显示衰变宽度正比于  $E_{cut}$  的 19 次方，反比于  $E_{LV(3\gamma)}^{(2)}$  的 10 次方。如果由于洛伦兹破缺能标  $E_{LV}^{(2)}$  的存在限制了伽马天体源的能谱，那么我们会看到指数约为  $\sim -19 \ln(E/\text{TeV})$  的软化。这个能谱特征会非常明显的在天文观测中出现，就是我们看不到更高能量的光子，相当于宇宙由于洛伦兹破缺这一种机制存在，对  $E_\gamma$  之上的光子不再“透明”。既然是研究宇宙对某个能量的光子的吸收程度，入射光强为  $I_0$  单色光通过光学不透明的气体后光强为  $I_1$ ，会存在如下关系：

$$I_1 = I_0 e^{-\tau}. \quad (4-18)$$

那么与光学深度  $\tau$  概念类似，从天体源到地球的旅行距离为  $L_{obs}$  的光子的存活概率  $P(E_\gamma, L_{obs}; E_{LV})$  可以写为指数函数的形式。

$$P(E_\gamma, L_{obs}; E_{LV}) = e^{-\Gamma_{\gamma \rightarrow 3\gamma} \times L_{obs}}. \quad (4-19)$$

那么看到洛伦兹破缺情形下能谱应该就是洛伦兹不变性下的能谱乘以光子的存活系数，

$$\left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{LV} = P(E_\gamma, L_{obs}; E_{LV}) \times \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{LI}. \quad (4-20)$$

如果  $P(E_\gamma, L_{obs}; E_{LV}) \ll 1$ ，则表示在洛伦兹破缺导致的光子分裂情形下，我们无法观测到在距离  $L_{obs}$  水平上传播的伽马射线。图 4-4 展示了

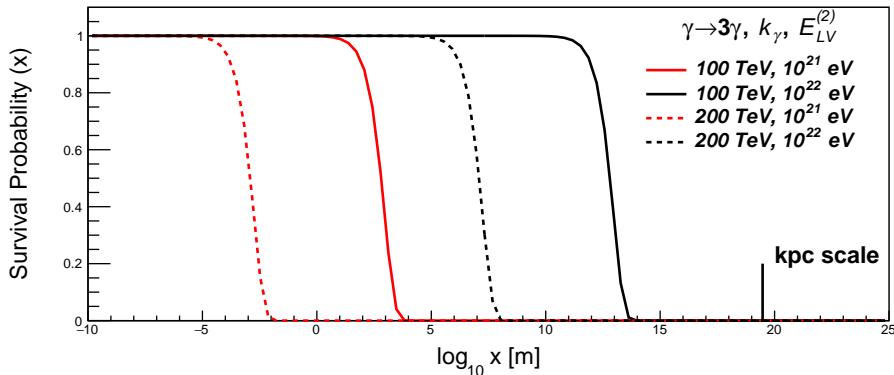


图 4-4 100 TeV 光子和 200 TeV 在光子分裂情形下，衰变概率与平均自由程关系。

Figure 4-4 For a 100 TeV and 200 TeV photon, photon splitting probability as a function of the mean free path.

因此如果发现了天体源伽马能谱的截断证据，如果假设截断来自于洛伦兹破缺而非是天体源的加速能力，那么在这种情况下可以得到： $\Gamma_{\gamma \rightarrow 3\gamma} \times L_{obs} \gg 1$ ，从而可以限制  $E_{LV(3\gamma)}$ ：

$$E_{LV(3\gamma)} \geq 3.33 \times 10^{19} \text{ eV} \left(\frac{L_{obs}}{\text{kpc}}\right)^{0.1} \left(\frac{E_{cut}}{\text{TeV}}\right)^{1.9}. \quad (4-21)$$

其中  $L_{obs}$  和  $E_{cut}$  分别是天体源的距离和伽马源的能谱截断能量。

### 4.3 KM2A 阵列伽马观测结果对洛伦兹破缺限制

我采用了 LHAASO 合作组公开的三个 100TeV 伽马源的能谱测量结果和的那个极高能单光子事件数据<sup>[14]</sup>，从能谱观测结果和单光子观测结果这两个角度出发对洛伦兹破缺能标作出限制。

#### 4.3.1 能谱观测结果限制

能谱观测结果限制里面分为单一天体源分析和多天体源叠加分析，接下来分别讨论这两种情形：

### 4.3.1.1 单源分析

我使用了在 LHAASO 合作组文章<sup>[14]</sup>里公开的三个伽马源的能谱信息 (LHAASO J2226+6057, LHAASO J1908+0621 和 LHAASO J1825-1326)。三个源的信息整理如下表 4-1 所示，其中以 CU(Crab Unit) 表示蟹状星云在 100 TeV 的标准流强 ( $1 \text{ CU} = 6.1 \times 10^{-17} \text{ photons TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )：

**表 4-1 LHAASO 观测三个天体源，其能谱均延续至 100 TeV 之上。**

**Table 4-1 LHAASO observed three sources with the energy spectrum extended to 100 TeV.**

Source	Exposure(hr)	$E_{\max}$ (PeV)	$\frac{dF}{dE}$ @ 100 TeV (CU)	$N_{\text{On}}/N_{\text{Off}}$	Significance > 100 TeV ( $\sigma$ )
LHAASO J2226+6057	2401.3	$0.57 \pm 0.19$	$1.05 \pm 0.16$	60/6.2	13.6
LHAASO J1908+0621	2058.0	$0.44 \pm 0.05$	$1.36 \pm 0.18$	74/5.1	17.2
LHAASO J1825-1326	1149.3	$0.42 \pm 0.16$	$3.57 \pm 0.52$	61/3.2	16.4

因为这些源的流强点在能量上有能谱指数软化的迹象，但没有突然截断的行为，所以我采用具有阶段的对数抛物线 (log-parabola spectrum) 的能谱拟合这些流强点，对数抛物线的能谱形式如下：

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \log\left(\frac{E}{E_0}\right)}. \quad (4-22)$$

对 1/2 LHAASO-KM2A 实验而言， $E_0$  取 20 TeV。能谱指数  $-\alpha - \beta \log\left(\frac{E}{E_0}\right)$  随着能量的升高而减小，能谱继续软化。引入一个截断函数  $f(E, E_{cut})$  作为备择假设搜索三个源可能的截断能量上限：

$$f(E, E_{cut}) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_{cut})/(\zeta \cdot E_{cut})}}, \quad (4-23)$$

其中  $E_{cut}$  表示截断能量，当能谱不出现截断的时候 ( $E_{cut} \rightarrow \infty$ ),  $f(E, E_{cut}) = 1$ 。对单一源能谱使用了约化卡方量 (reduced Chi-squared Distribution) 来评估拟合结果：

$$\chi^2_v(E_{cut}) = \frac{1}{N-1} \sum_i^N \left[ \frac{\Phi_{obs}(E) - \Phi(E) \cdot f(E, E_{cut})}{\sigma[\Phi_{obs}(E)]} \right]^2, \quad (4-24)$$

其中  $N$  表示拟合能量分段数， $M$  表示待拟合参数个数，自由度为  $N - M - 1$ ，理论上服从  $\chi^2(N - M - 1)$  的分布。此外，1/2 阵列 LHAASO-KM2A 对伽马事例的能量分辨率会随着入射天顶角的变化而变化。对于能量在 100 TeV 的伽马事例，当天顶角小于  $20^\circ$  的情况下，能量分辨率约为 13%<sup>[135]</sup>。我在后面的分析中采取能量分辨率 20% 作为保守值估计误差。

图 4-5 比较在使用相同截断之前和之后的最佳拟合能谱。将能谱没有截断能量  $E_{cut} \rightarrow \infty$  作为原假设  $H_0$ ，而将能谱具有截断能量  $E_{cut}$  作为备择假设  $H_1$ 。为了得到  $E_{cut}$  的置信下限，考虑到两个假设之间只相差一个带拟合参数，约化卡方量之差  $\Delta\chi^2$  近似服从  $\chi^2(1)$  分布，所以如下：

$$\Delta\chi^2(E_{cut}) = \chi^2_v(E_{cut}) - \chi^2_v(E_{cut} \rightarrow \infty), \quad (4-25)$$

可以在截断能量  $E_{cut}$  为 100 TeV 到 1 PeV 的参数空间内搜索约化卡方量的最小值，因为  $\Delta\chi^2$  表现出随着截断能量  $E_{cut}$  的增加而减小的趋势，所以三个源更倾向于非截断行为的结果。 $\chi^2(1)$  的 90% 分位点为 2.71，也就是说  $\Delta\chi^2_v > 2.71$  的累积概率密度只有 10%，所以单侧  $E_{cut}$  的 95% 置信水平下限也应该对应于  $\Delta\chi^2 = 2.71$ 。

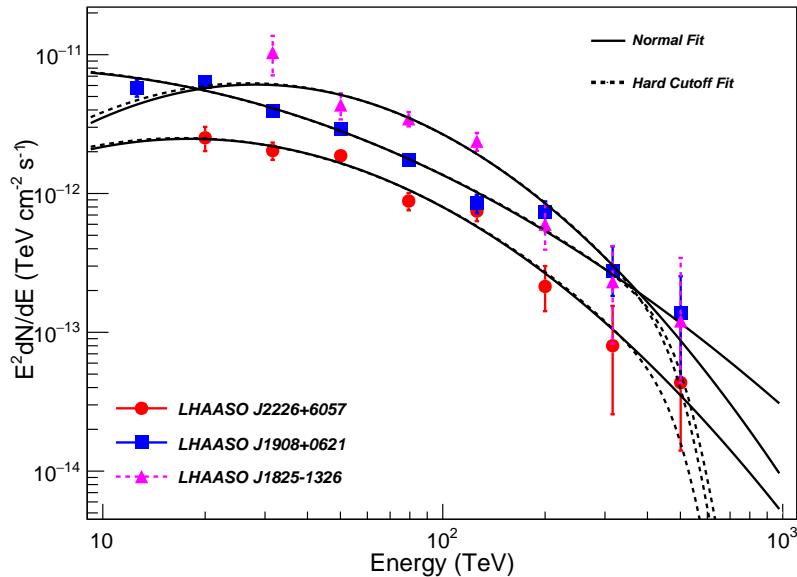


图 4-5 三个源分别使用了对数抛物线能谱拟合，最佳拟合结果用黑色实线表示。黑色虚线表示了 95% 置信水平上得到的截断能量  $E_{cut}$ 。

Figure 4-5 Comparison of the best-fit log-parabola spectra with those with a hard cutoff on 95% C.L. lower limit or not.

三个源拟合截断能量  $E_{cut}$  的 95% 置信区间下限的结果在图 4-6a, 4-6c, 4-6e 里并整理在表 4-2 中。三个源里截断能量  $E_{cut}$  的 95% 置信下限的最大值是利用 LHAASO J1908+0621 的能谱结果拟合得到的 370.5 TeV。LHAASO J1908+0621 对应的一阶洛伦兹破缺能标为  $4.87 \times 10^{23}$  eV，约为  $E_{Pl}$  的 4,000 倍。但是其在二阶修正的情形下，洛伦兹破缺能标  $E_{LV}^{(2)} = 1.34 \times 10^{23}$  eV 的值仍然显著低于  $E_{Pl}$ 。还需要考虑源的距离  $L_{obs}$  对光子分裂过程的影响，于是使用这三个源对应的脉冲星的距离并采用保守值，以得到较为保守的光子分裂情形洛伦兹破缺能标的估计值。我们可以以同样的方式搜索三个源的光子分裂情形洛伦兹破缺能标  $E_{LV(3\gamma)}$  的参数空间，得到其 95% 置信区间下限结果在图 4-6b, 4-6d, 4-6f 里，并整理在表 4-2 中。三个源里  $E_{LV(3\gamma)}^{(2)}$  的 95% 置信下限的最大值是利用 LHAASO J1908+0621 的能谱结果拟合得到的  $2.76 \times 10^{24}$  eV，同样显著低于  $E_{Pl}$ 。

#### 4.3.1.2 多源分析

虽然 LHAASO J2226+6057, LHAASO J1908+0621 和 LHAASO J1825-1326 这三个源虽然未被认证类型，但这三个源能谱暂时没有截断的迹象，采集到的伽

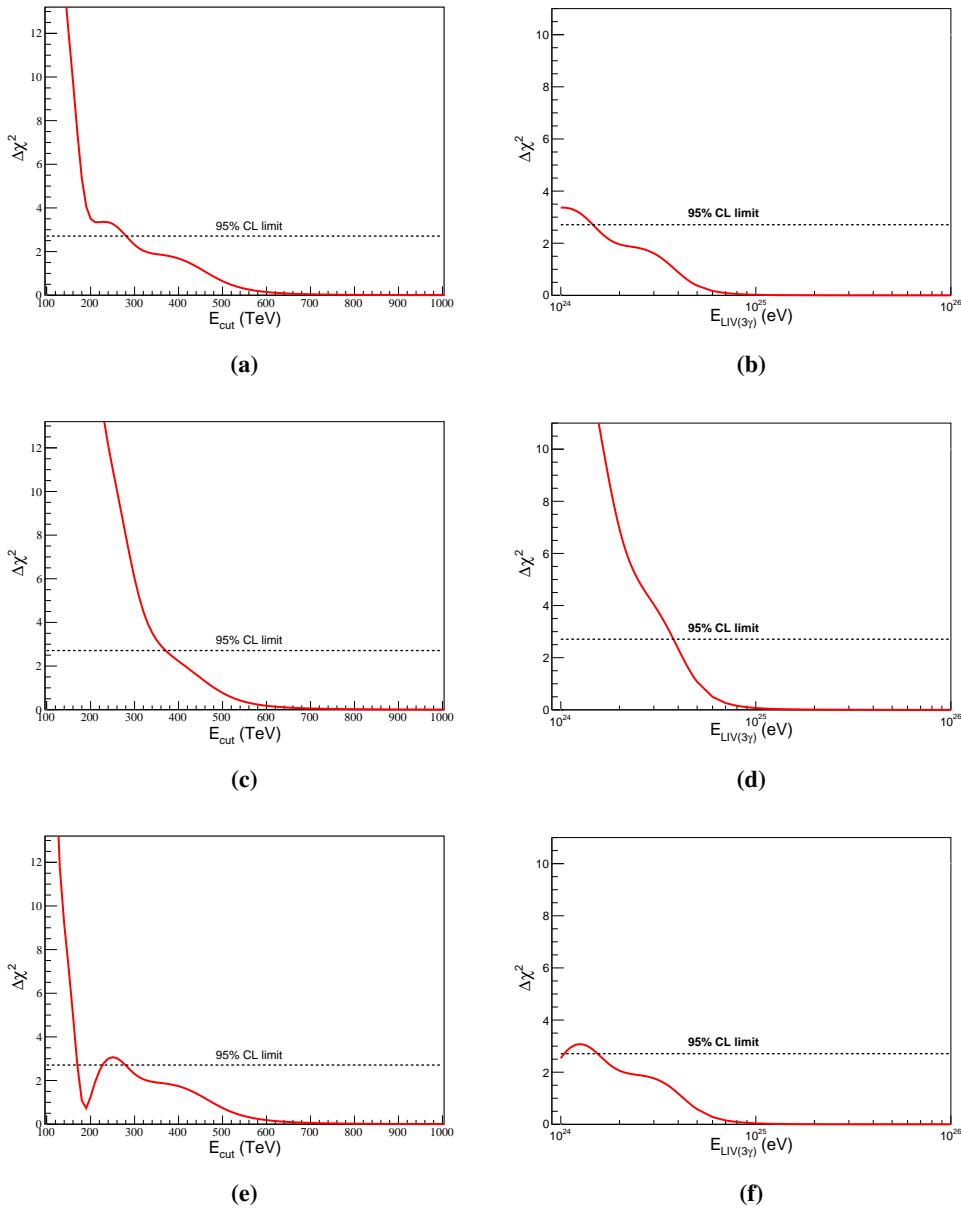
图 4-6 LHAASO-KM2A 观测的三个天体源得到的  $E_{cut}$  和  $E_{LV(3\gamma)}$  95% 置信水平下限。

Figure 4-6 The results of  $E_{cut}$  and  $E_{LV(3\gamma)}$  lower limits with 95% C.L. among three sources observed by LHAASO-KM2A.

表 4-2 LHAASO 源独对应其可能起源距离的保守值，计算了截断能量  $E_c$  洛伦兹破缺能标  $E_{LV}^{(n)}$  值的 95% 置信度下限，以及  $\alpha_0$  的 95% 置信度上限。

Table 4-2 LHAASO sources with the most conservative distance of the possible origin. We calculate the 95% CL lower limits for  $E_c$  and  $E_{LV}^{(n)}$ , and upper limits for  $\alpha_0$ .

Source	$E_{cut}$ (TeV)	$L_{obs}$ (kpc)	$\alpha_0 (10^{-18})$	$E_{LV}^{(1)} (10^{31} \text{ eV})$	$E_{LV}^{(2)} (10^{22} \text{ eV})$	$E_{LV(3\gamma)}^{(2)} (10^{24} \text{ eV})$
LHAASO J2226+6057	280.7	0.8 [220]	13.26	2.11	7.71	1.46
LHAASO J1908+0621	370.5	2.37	7.61	4.87	13.43	2.76
LHAASO J1825-1326	169.9	1.55	36.18	0.47	2.82	0.60

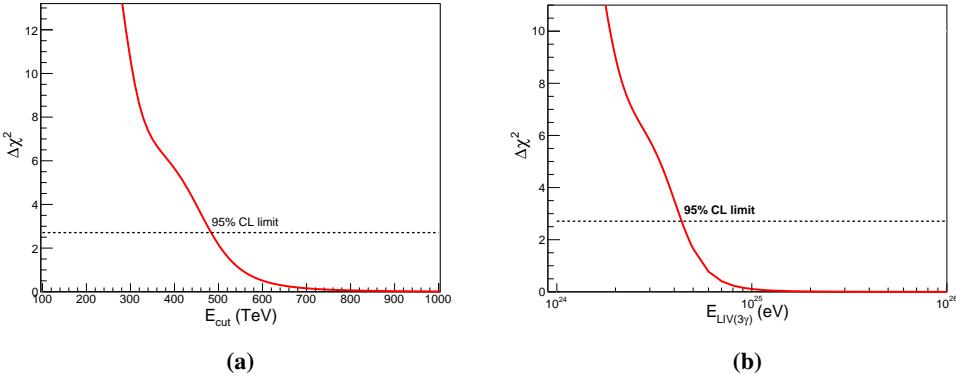


图 4-7 将三个天体源累加分析的结果。图 (a) 展示了处理光子衰变情形利用  $\Delta\chi^2$  搜索  $E_{cut}$  的 95% 置信水平下限，图 (b) 展示了处理光子分裂情形利用  $\Delta\chi^2$  搜索  $E_{LIV(3\gamma)}^{(2)}$  的 95% 的置信水平分布。

Figure 4-7 In combined analysis,  $\Delta\chi^2$  is a function of  $E_{cut}$  or  $E_{LIV(3\gamma)}^{(2)}$ , and the dotted line indicate the 95% CL lower limit. (a) Photon decay scenario. (b) Photon splitting scenario.

马光子能量延伸至 400 TeV 之上。在暂且认为这些源的伽马辐射不受加速机制限制的情况下，任何天体源的的伽马能谱将由洛伦兹破缺引发光子衰变或者光子分裂过程将导致相似的能谱截断行为。因此，可以将三个源积累到组合统计估计中进行组合分析，将不同天体源能谱得到的约化卡方量  $\Delta\chi_v^2$  累加到一起：

$$\Delta\chi_v^2(E_{cut}) = \sum_{i=1}^{n=3} [\chi_{i,v}^2(E_{cut}) - \chi_{i,v}^2(E_{cut} \rightarrow \infty)] , \quad (4-26)$$

$\Delta\chi_{i,v}^2$  同样是截断能量的  $E_{cut}$  的函数，光子衰变情形可以直接使用式 (4-26) 搜索 95% 置信水平下限图 4-7a 所示。

在光子分裂情况下，考虑到不同伽马源有不一样的距离  $L_{obs}$ ，利用基于式子 (4-21) 里描述的  $E_{LIV(3\gamma)}$  和  $E_{cut}$  的关系，将  $E_{cut}$  写成关于洛伦兹破缺的能标和源距离的函数 ( $E_{cut}(E_{LIV}, L_{obs})$ )：

$$E_{cut}(E_{LIV}, L_{obs}) \simeq \left[ \frac{E_{LIV(3\gamma)}}{3.33 \times 10^{19} \text{ eV}} \cdot \left( \frac{L_{obs}}{\text{kpc}} \right)^{0.1} \right]^{1/1.9} , \quad (4-27)$$

将  $\Delta\chi_{i,v}^2(E_{cut})$  转换为关于  $E_{LIV(3\gamma)}$  和  $L_{obs,i}$  的函数，即：

$$\Delta\chi_{i,v}^2(E_{LIV(3\gamma)}, L_{i,obs}) = \sum_{i=1,2,3} [\chi_{i,v}^2(E_{LIV(3\gamma)}, L_{i,obs}) - \chi_{i,v}^2(E_{LIV(3\gamma)} \rightarrow \infty, L_{i,obs})] . \quad (4-28)$$

95% 置信水平的  $E_{LIV(3\gamma)}$  下限结果如图 4-7b 所示。光子衰变和光子分裂的两个情形的洛伦兹破缺能标整理在表 4-3 中。组合分析使  $E_{cut}$  的 95% 置信水平下限提高了约 30%，并达到了 483.3 TeV。光子衰变情形下， $E_{LIV}^{(1)}$  比单一源 LHAASO J1908+0621 的结果提高了 2.21 倍， $E_{LIV}^{(2)}$  则提高了 1.70 倍。光子分裂

情形下  $E_{LV(3\gamma)}^{(2)}$  则提高了 1.58 倍光子衰变的二次修正  $E_{LV}^{(2)}$  和光子分裂的结果  $E_{LV}^{(2)}$  还是显著低于  $E_{Pl}$ 。

**表 4-3 LHAASO 源独对应其可能起源距离的保守值，计算了截断能量  $E_c$  洛伦兹破缺能标  $E_{LV}^{(n)}$  值的 95% 置信度下限，以及  $\alpha_0$  的 95% 置信度上限。**

**Table 4-3 Combined sources with the most conservative distance of the possible origin. We calculate the 95% CL lower limits for  $E_c$  and  $E_{LV}^{(n)}$ , and upper limits for  $\alpha_0$ .**

Source	$E_{cut}$ (TeV)	$L_{obs}$ (kpc)	$\alpha_0(10^{-18})$	$E_{LV}^{(1)}(10^{31}\text{eV})$	$E_{LV}^{(2)}(10^{22}\text{eV})$	$E_{LV(3\gamma)}^{(2)}(10^{24}\text{eV})$
Combined sources	483.3	-	4.47	10.80	22.84	4.37

然而由洛伦兹破缺引起的光子分裂过程是一个非阈值过程，正如我在第 4.2.2 节提到的洛伦兹破缺引发的光子衰变会限制伽马天体源的能谱，那么我们会看到指数约为  $\sim -19 \ln(E/\text{TeV})$  的软化。这种软化现象，先前我们当作能谱截断行为处理的，为了说明其实不同的洛伦兹破缺能标会限制光子可以传播的自由程更接近“准阈值”的行为。使用 Eq.(4-21) 计算了给定  $E_{LV}$  值时光子传播的自由路径  $\lambda$  与截断能量  $E_{cut}$  之间的关系，如图 4-8 所示。

随着  $E_{cut}$  的增加，自由路径  $\lambda$  以 19 次方的指数方式减小。考虑到 TeV 能量的伽马射线光子将与星际弥散光子背景相互作用，选择河内天体源来检验光子分裂情景是一个更合理的选择，所以我们在自由程上排除 10 kpc 之外的参数空间。银河系的特征尺度为 10 kpc 用黑色虚线在图中标记出来。另外 LHAASO 所能设置的破缺能标  $E_{LV(3\gamma)} = 4.37 \times 10^{24}\text{eV}$ ，洛伦兹破缺对蓝色阴影内的光子不存在强烈的压低，而在阴影之外区域应该被认为被当前洛伦兹破缺能标所禁戒的区域。一旦从实验观测中得到了更高（更严苛）的  $E_{LV}$ ，量子引力的参数空间需要往更高的能量逃逸，相当于说是宇宙对于光子的“透明度”将会增加。LHAASO 给出的  $E_{LV(3\gamma)}$  的限制约是之前 HAWC 的结果 4 倍。但是基于光子分裂情形的，目前实验所能给出的  $E_{LV}$  与  $E_{Pl}$  之间的能量差距仍需在未来的实验中去检验。此外，对天体源的距离进行更新也有可能有助于给出更严苛的  $E_{LV}$ 。

在能谱观测结果的限制里，之前逐能量段拟合统一使用了 20% 的能量分辨率保守值。为了探究能量分辨率对能谱拟合结果的影响，我使用不同能量分辨率拟合  $E_{cut}$ ， $E_{cut}$  会随着能量分辨率的增加而增加。伽马源累加分析则会受到更大的影响，在使用 30% 能量分辨率的条件下， $E_{cut}^{30\%} = 467.7 \text{ TeV}$ 。反映到洛伦兹破缺能标  $E_{LV}^{(n)}$  上，能量分辨率引起的不确定性约为 3%。

### 4.3.2 单光子观测结果限制

前面根据能谱分析结果给出了洛伦兹破缺能标的限制结果，能谱分析需要对能量进行分段处理，要确保每个能量段有足够的统计量的同时还要保证分段宽度大于能量分辨率，以减少来自高能段或低能段事例的污染。但是能量进行分段处理会丢失单个事例信息，而且每个能量段中仍会不可避免的引入宇宙线事例的污染。

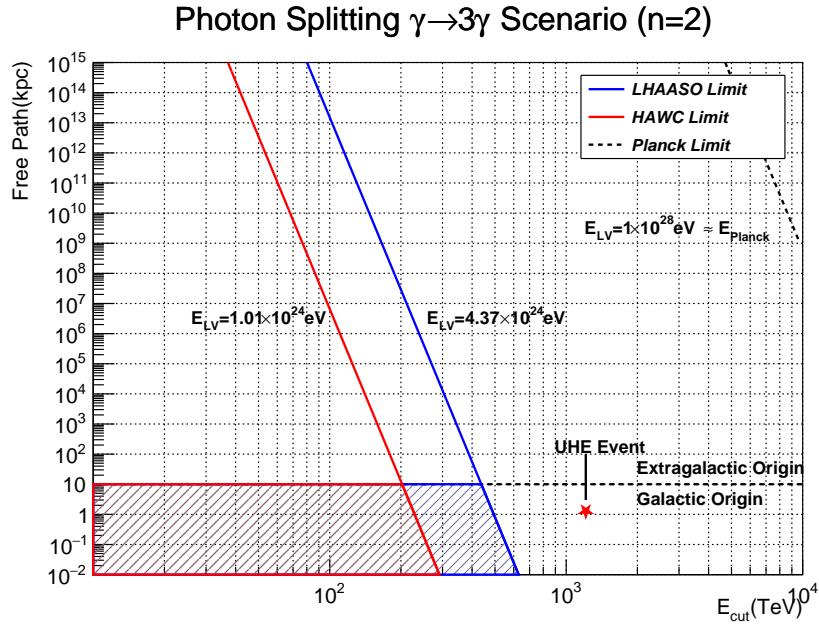


图 4-8 在光子分裂的情形下，光子传播的自由程和截断能量之间的关系。展示 HAWC, LHAASO 两个实验给出的  $E_{LV}$  和  $E_{Pl}$  下的结果。

**Figure 4-8 In the photon splitting scenario, the relationship between the free path  $\lambda$  and spectra cutoff energy  $E_{cut}$  are plotted with solid lines, given different  $E_{LV}$  values, which are set by HAWC, LHAASO, and  $E_{Pl}$ .**

但是 LHAASO-KM2A 在 PeV 能量上有着优异的能量分辨率和宇宙线背景排除能力，可以逐个事例鉴别出伽马光子和宇宙线。在 Cygnus 区域的 LHAASO J2032+4102 源处 KM2A 找到了能量为  $1.42 \pm 0.13$  PeV 的单个伽马射线事件的证据。在 LHAASO—KM2A 的性能评估工作<sup>[135]</sup> 中根据 KM2A 模拟结果，在 LHAASO J2032+4102 源附近一度范围内生成能量大于 1.42 PeV 的宇宙线背景概率只有 0.028%，这表明该事例极大可能是极高能的伽马光子事例。该事件的能量不确定性  $\sigma_E \sim 9\%$ ，且该能段重建能量相对偏差  $(E_{rec} - E_{true})/E_{true}$  分布接近 Gaussian 分布。这个超高能光子的能量下限在 95% 置信 ( $2\sigma$ ) 水平下限为 1.21 PeV。

本节重点讨论的光子衰变和光子分裂情形都是非常高效的衰变道，一旦高能光子过了洛伦兹破缺系数  $\alpha_n$ ，光子的自由程极短以至于无法被我们观测到。所以这个超高能单光子事件可以成为洛伦兹破缺系数  $\alpha_n$  假设的反例，以此限制光子衰变和光子分裂情形的洛伦兹破缺能标  $E_{LV}^{(n)}$  如表 4-4 所示。

**表 4-4 来自源 LHAASO J2032+4102 的极高能光子事例。该事例的能量达到了  $1.42 \pm 0.13$  PeV, 95% 置信区间下限为  $E_{\gamma,low}^{95\%} = 1.21$  PeV。源距离为  $1.40 \pm 0.08$  kpc, 其 95% 置信区间下限  $L_{obs,low}^{95\%} = 1.27$  kpc。**

**Table 4-4 UHE single photon event originating from LHAASO J2032+4102. The energy of this event reaches  $1.42 \pm 0.13$  PeV and 95% CL lower bound of  $E_{\gamma,low}^{95\%} = 1.21$  PeV. The  $L_{obs}$  is  $1.40 \pm 0.08$  and 95% lower bound of  $L_{obs,low}^{95\%} = 1.27$  kpc.**

	$E_\gamma$ (PeV)	$L_{obs}$ (kpc)	$\alpha_0(10^{-19})$	$E_{LV}^{(1)}(10^{33}\text{eV})$	$E_{LV}^{(2)}(10^{24}\text{eV})$	$E_{LV(3\gamma)}^{(2)}(10^{25}\text{eV})$
UHE event	1.21	1.27 <sup>[221]</sup>	7.13	1.70	1.43	2.45

#### 4.4 分析和讨论

自 1998 年 Amelino-Camelia 首次建议采用天体光子来验证量子引力以来, 对  $E_{LV}$  的限制方法已经有了显著的发展<sup>[146]</sup>。我利用了 LHAASO 公布的超高能单光子观测信息, 对  $E_{LV}^{(1)}$  实现了目前最严格限制  $1.7 \times 10^{33}$  eV。如图 4-9 所示, 目前 0 阶破缺能标  $\alpha_0$  达到了  $7.13 \times 10^{-19}$ , 1 阶破缺能标  $E_{LV}^{(1)}$  下限约是普朗克能标  $E_{Pl}$  的 139,000 倍, 2 阶破缺能标  $E_{LV}^{(2)}$  限制约为  $1.17 \times 10^{-4} E_{Pl}$ , 距离普朗克能标仍有 4 个量级的差距。

对利用伽马观测限制洛伦兹破缺能标而言, 通过测量长基线传播中的飞行时间延迟是一种直接的限制  $E_{LV}$  的方法。然而, 飞行时间延迟有很多不确定性, 例如高能低能光子是否在天体源中同时产生, 是否经过同样物理过程产生, 是否在天体源相同区域下产生的。假设所有的伽马射线暴具有相同的发射机制和类似的发射时间推迟, 目前的主流方法是通过对多颗 GRB 的时间谱利用回归方法来确定时间延迟的飞行。此外由于飞行时间延迟属于在宇宙里长基线传播的情形, 必须要考虑到 EBL 或 CMB 对高能伽马的吸收作用, 又引入了额外的吸收项。因此采用长基线的方式研究光子色散的累积效应方法的洛伦兹破缺能标可能限制在接近  $E_{Pl}$  的能量范围内: 由 Fermi-LAT 确定的  $E_{LV}$  是  $E_{Pl}$  的 7.6 倍<sup>[167]</sup>, 即使是 LHAASO-WCDA 利用最高能的 GRB 221009A 的结果也只将  $E_{LV}$  限制到  $E_{Pl}$  的 9.0 倍的水平<sup>[169]</sup>。

当然可以通过光子的集体行为来对  $E_{LV}$  设限更为合理, 例如通过测量河内伽马天体源的能谱截断去限制  $E_{LV}$ , 这样可以回避在使用飞行时间手段检验洛伦兹能标方法里需要对源区光子产生模型的不确定性和光子在宇宙间长基线传播中吸收项的讨论。随着对源的持续曝光和高能伽马光子事例的不断累积, 能谱将达到更高的能量范围, 从而对  $E_{LV}$  施加更严格的限制。然而, 由于天体源的加速能力和辐射机制限制, 伽马能谱可能在某些能量处出现软化或截断的行为, 加之背景辐射场对伽马光子的吸收作用。两者都会给由能谱截断推导的  $E_{LV}$  引入不确定性。比起上述利用伽马光子长基线传播的情形, 通过能谱截断行为对洛伦兹破缺能标的限制更为严苛。所确定的洛伦兹破缺约束可能限制在比  $E_{Pl}$  高三到四个数量级的能量范围内, 即 HAWC 和 LHAASO 将  $E_{LV}^{(1)}$  设置为  $2.22 \times 10^{31}$  eV 和  $1.08 \times 10^{32}$  eV, 分别是  $E_{Pl}$  的 1,800 倍和 8,850 倍。

但是本章节主要讨论的光子衰变和光子分裂情形都是会让伽马光子自由程极短的情形。如果观测到了极高能光子事例，就可以认为出现了低洛伦兹破缺系数假设下的反例，唯一需要承担的风险是将宇宙线误判定为是伽马事例。尽管这种方法严重依赖于探测器的背景排除能力和能量分辨率，但根据<sup>[135]</sup>对1/2阵列的LHAASO-KM2A的性能评估，KM2A能够将100 TeV以上的宇宙射线背景污染压低至 $10^{-4}$ 倍，在1 PeV以上则可以压低至 $2 \times 10^{-5}$ 倍。并且能量分辨率在100 TeV以上可达13%，在1 PeV则可以进一步缩小到约~9%。光子衰变情形下，LHAASO-KM2A可以利用极高能单光子事例限制 $E_{LV}$ 的能力，并将 $E_{LV}$ 提高到比 $E_{Pl}$ 大五个数量级以上，限制能力远高于长基线传播方法和能谱截断方法。

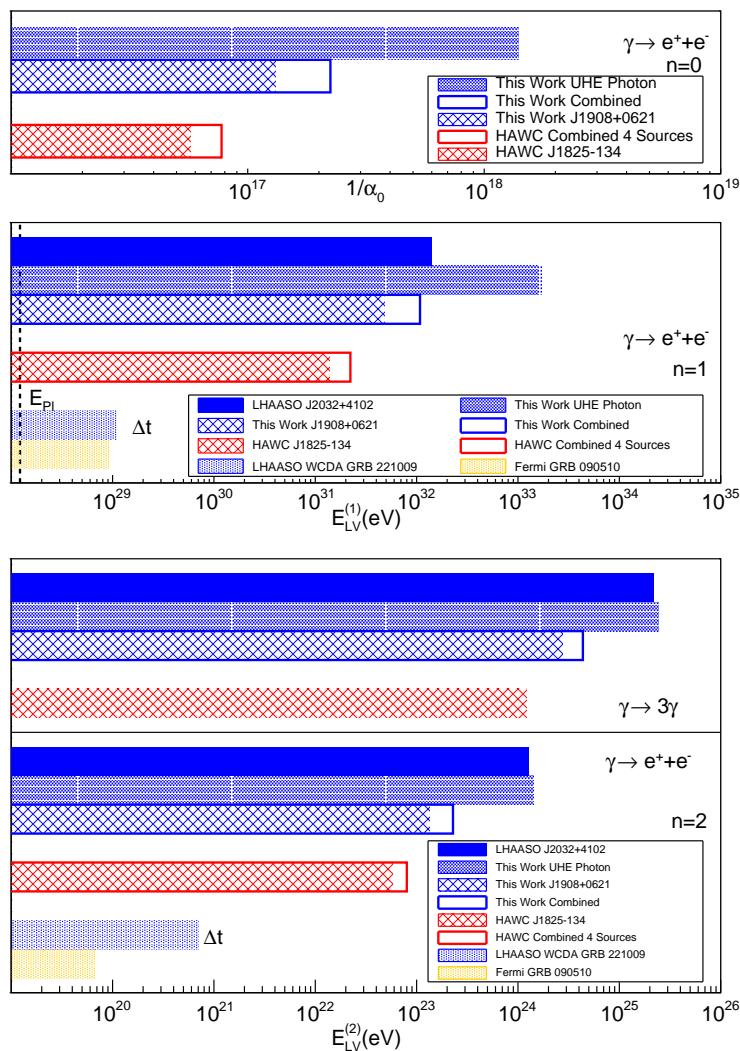


图4-9 不同情形对n阶洛伦兹破缺能标限制的比较结果。

Figure 4-9 The comparison of restriction on n-th  $E_{LV}$  between different scenarios.

## 4.5 小结

在本章的工作里，我从洛伦兹破缺引发的光子色散关系出发，计算并讨论了光子衰变和光子分裂两重情形的衰变道宽度，以利用伽马天体源的能谱截断行为限制洛伦兹破缺能标的参数空间。对洛伦兹破缺能标的限制有助于解释暗物质偏好轻子道衰变的机制，有可能解释在百 GeV 处的宇宙线正负电子行为不一致，有可能帮助我们回答宇宙线电子的起源这一问题。

即使在半配置状态下，1/2 阵列 LHAASO-KM2A 在近一年的运行中也提供了高质量的数据，并报告了 12 个河内伽马射线源存在超过 100 TeV 的伽马事例。我采用了其中三个伽马天体源和来自 Cygnus 区域的一个超高能单光子事件的信息用于限制洛伦兹破缺能标的物理分析工作。通过对限制洛伦兹方法的讨论，凭借着 LHAASO 探测器在百 TeV 至 PeV 能量范围内强大的背景排除能力和优秀的能量分辨率，可以利用极高能单光子事例的信息做最严苛的洛伦兹破缺能标限制，其限制能力远高于长基线传播方法和能谱截断方法。其中一阶光子衰变过程提供了最严格的洛伦兹破缺能标为  $1.7 \times 10^{33} \text{ eV}(1.39 \times 10^5 E_{Pl})$ 。这个新给出的极限约为之前 HAWC 实验设置的洛伦兹破缺能标<sup>[173]</sup> 的 1.9 个数量级。二阶光子衰变过程给出的洛伦兹破缺能标为  $1.43 \times 10^{24} \text{ eV}(1.17 \times 10^{-4} E_{Pl})$ ，光子分裂过程得到的标限制为  $2.45 \times 10^{25} \text{ eV}(2.01 \times 10^{-3} E_{Pl})$ 。

## 第 5 章 用 LHAASO-KM2A 测量宇宙线电子能谱

LHAASO-KM2A 阵列测量宇宙线电子的方法与伽马源分析方法有显著的差异。最为重要的是宇宙线电子是弥散在整个天区的，在 3.2.5 节中介绍的 LHAASO-KM2A 对伽马源采取的等天顶角的观测手段估计宇宙线背景不再满足宇宙线电子观测的背景估计的需要。对宇宙线背景的估计和压低是 LHAASO-KM2A 阵列测量宇宙线电子最重要的两个部分。本章的安排如下：

5.1 节介绍宇宙线电子的背景，包括伽马背景和宇宙线背景，压低背景的步骤会对数据处理做出额外的要求。

5.2 节介绍测量宇宙线电子所需的观测数据和模拟数据，模拟数据处理的流程，模拟/实验数据比对和对齐处理工作。

5.3 节介绍根据电子/宇宙线背景的鉴别参数分布与实验结果的鉴别参数分布对比，逐重建能量得到宇宙线电子超出。并通过 Helene 近似的方式计算出在能量上宇宙线电子的能谱 90% 置信上限的结果。

5.5 节讨论基于目前 KM2A 宇宙线电子能谱上限对天体起源假设的限制结果。

### 5.1 宇宙线电子背景估计

宇宙线电子的地面测量的难点在于将宇宙线电子的信号从背景中挑选出来，背景可以分为伽马背景和质子(重核)背景。由于地面实验是间接测量宇宙线，所以地面实验是宇宙线簇射后的次级粒子信息做成分鉴别，通过压低背景事例数的方式，让电子事例从背景事例里“浮现”出来。

#### 5.1.1 伽马背景

背景事例的一部分是伽马射线，因为伽马射线和电子一样在大气里产生电磁簇射级联，地面测量上无法区分两者。伽马射线可以不受星际磁场的影响沿着直线传播，因此分布集中在大量存在伽马源的银道面上。我选择在后面宇宙线电子的分析里，扣除了银道面以内的事例，选择高银纬区域收集的宇宙线事例  $|b| > 7^\circ$ 。银河系内宇宙线与星际介质相互作用会释放出高能的弥散伽马辐射 (Diffuse Gamma Emission, DGE)，DGE 为我们揭示分布在银盘附近可能存在微弱的轻子或强子源的贡献，目前 LHAASO 公布了银纬在  $|b| < 5^\circ$  之内，能量在 [10 TeV, 10 PeV] 范围内的 DGE 的结果<sup>[222]</sup>。而 DGE 在  $5^\circ < |b| < 10^\circ$  的结果还在分析中<sup>[223]</sup>。待测量结果公布之后，我会在未来的电子流强分析中考虑 DGE 的背景。

现在需要考虑的是河外伽马辐射背景 (Extragalactic Gamma Background, EGB)，但是幸运的是根据 Fermi 卫星的测量结果<sup>[37]</sup> EGB 能谱可以用一个带截断能量的

幂律谱描述：

$$\frac{dN}{dE} = I_{100} \left( \frac{E}{100 \text{ MeV}} \right)^{-\gamma} e^{-\left( \frac{E}{E_{cut}} \right)}, \quad (5-1)$$

其中  $I_{100} \simeq 10^{-7} \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , 谱指数  $\gamma \simeq 2.3$ , 截断能量  $E_{cut} \simeq 230 \text{ GeV}$ 。根据这个 EGB 能谱, 在  $400 \text{ GeV}$  处流强是宇宙线电子的 1%, 在 TeV 能段的河外伽马辐射背景就完全可以作为无法排除但可忽略的背景。

### 5.1.2 质子(重核)背景

探测宇宙线电子的主要背景是宇宙线质子。因为 TeV 能段里宇宙线质子的流强远远高于电子。而在大气簇射中, 其中一部分与由宇宙线电子引起的大气级联十分相似难以区分。而且由于质子和电子都带电荷, 银河中的磁场都会影响它们的轨迹, 使它们在银河系中随机行走, 并最终以各向同性地到达地球。在千分之一的各向异性水平上来说, 质子和电子似乎都来自宇宙的各个方向, 并没有特定的方向。因此, 宇宙线质子不能像伽马射线那样被排除在数据之外, 因此需要 KM2A 实现极高的宇宙线背景排除能力。

### 5.1.3 绝对流强涨落

由于各家地面大气簇射实验通各自标定能标, 系统不确定性大概在 10% 到 20% 之间。可以通过不同实验对能标的交叉标定消除绝对流强的系统误差, Dembinski 等人统计了八个地面实验, 计算能标调整参数  $E_{\text{data}}/E_{\text{ref}}$  得到各家探测器阵列实验至多存在 20% 的能标上的差异的结果<sup>[224]</sup>。而根据 Kraus 的估算, IACT 带来的绝对流强差异大概在 40%<sup>[131]</sup>, 保守估计在宇宙线质子的能谱流强上的不确定度  $\delta = 20\%$ 。在现有的宇宙线电子流强外推的基础上, 考虑到了宇宙线测量的系统误差后, LHAASO 无法观测到宇宙线电子<sup>[225]</sup>。利用 KM2A 的轻子/强子鉴别参数  $R$ , 得到电子存活率  $\epsilon_e$  和宇宙线存活率  $\epsilon_p$ , 在无法像伽马天体源观测一样估算背景的情况下, 测量到的“类电子”的质子事例数为  $N_{\text{CR}} \cdot \epsilon_p + N_{\text{CRE}} \cdot \epsilon_e$ , 考虑额外的流强不确定性后对应的显著性  $S$  可以写作:

$$S = \frac{N_{\text{CRE}}}{\sigma(N_{\text{bkg}})} = \frac{N_{\text{CRE}} \cdot \epsilon_e}{\sqrt{N_{\text{CR}} \cdot \epsilon_p + N_{\text{CRE}} \cdot \epsilon_e + (\delta \cdot N_{\text{CR}} \cdot \epsilon_p)^2}}, \quad (5-2)$$

在质子污染严重或者是鉴别能力不足的情况下, 即  $N_{\text{CR}} \cdot \epsilon_p \simeq N_{\text{CRE}} \cdot \epsilon_e$ 。上述显著性公式可以化简为:

$$S \simeq \frac{N_{\text{CRE}} \cdot \epsilon_e}{\delta \cdot N_{\text{CR}} \cdot \epsilon_p}. \quad (5-3)$$

此时, 显著性由宇宙线质子能谱流强的不确定度主导, 通过显著性判断宇宙线电子信号失去了本来的意义。

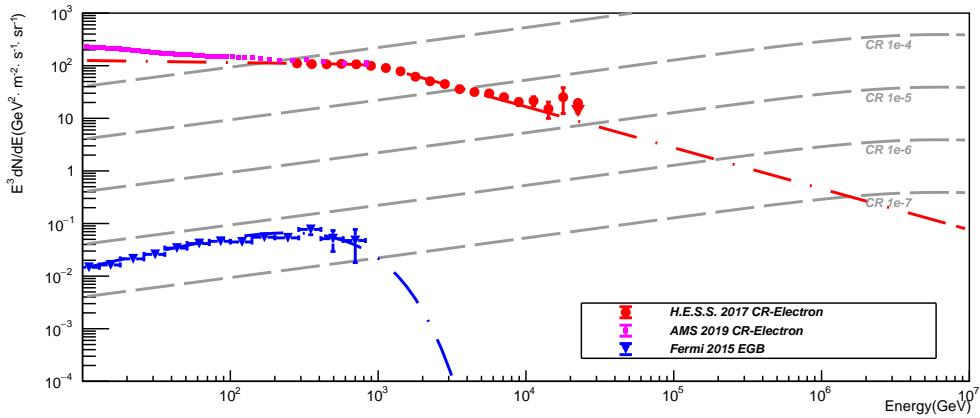


图 5-1 由 AMS-02 实验和 H.E.S.S. 实验测量的宇宙线电子谱，附带上 Fermi-LAT 实验测量的河外伽马背景的结果<sup>[37]</sup>。灰线代表所需的宇宙线电子谱测量的背景排除能力。

Figure 5-1 The cosmic-ray electron spectra measured by AMS-02 and H.E.S.S. including the extragalactic gamma background by Fermi-LAT<sup>[37]</sup>. The gray lines represent the rejection power required for the cosmic-ray electron spectrum measurement.

## 5.2 数据处理

在这一节我会介绍对实验数据和模拟数据的处理，实验数据中考虑压低伽马背景做了银道面的筛选条件。为了保证模拟尽可能真实反应实际情况，需要对模拟数据进行预处理，包括对模拟数据重新加权，模拟/实验数据比对和对齐处理工作。

### 5.2.1 实验数据

KM2A 全阵列从 20210721 至 20230731 之间总共 737 天的有效观测时间内使用经过数据质量监测的 decode 数据，经过 KM2A 的重建程序后，根据每个事例的 MJD 时间戳，重建天顶角和方位角 ( $\theta_{rec}, \phi_{rec}$ ) 这三个参数利用 SLALIB 的 C++ 库<sup>[226]</sup>为每一个事例计算得到对应的赤经赤纬 ( $\alpha, \delta$ ) 和银经银纬 ( $b, l$ )。由于相同能量下宇宙线电子比伽马事例更快到达簇射极大，为了保证 KM2A 对宇宙线电子的簇射测量充分，需要保证大气深度尽可能小，所以选择天顶角小的位置；簇射芯位在 KM2A 内环，以保证每个簇射事例可以被 KM2A 充分测量；放宽事例能量筛选条件保证对 KM2A 可以测量到低能的电子事例。实验数据筛选条件如下：

- 事例触发得超过 20 个 ED 探测器；
- 重建芯位落在距离 LHAASO 中心 [320 m, 420 m] 的环带内的区域；
- 重建天顶角小于 30°；
- 经过噪声过滤后，在距离簇射轴 [0, 200 m] 环带事例至少触发 20 个 KM2A-ED 探测器；
  - 在距离簇射轴 [0, 100 m] 环带内 ED 需要测量到超过 10 个电磁粒子且高于 [40 m, 100 m] 环带电磁粒子个数的 2 倍；

- 事例位于银纬 $|b| > 7^\circ$  的视场里。

符合上述筛选条件的 LHAASO-KM2A 全阵列实验数据在银道坐标系上的分布如图所示 5-2，坐标系经过了 Aitoff 投影，银心位置在 (0,0)。在有效观测时间 (livetime) 达到  $6.20485 \times 10^7$  s 的情况下，LHAASO-KM2A 全阵列一共收集到了  $2.17 \times 10^{10}$  个事例，如果认为宇宙线大尺度上各向同性，根据 $|b| > 7^\circ$  事例数占比为 88.35%，因为银纬作为事例筛选条件损失了约 11.65% 的视场。

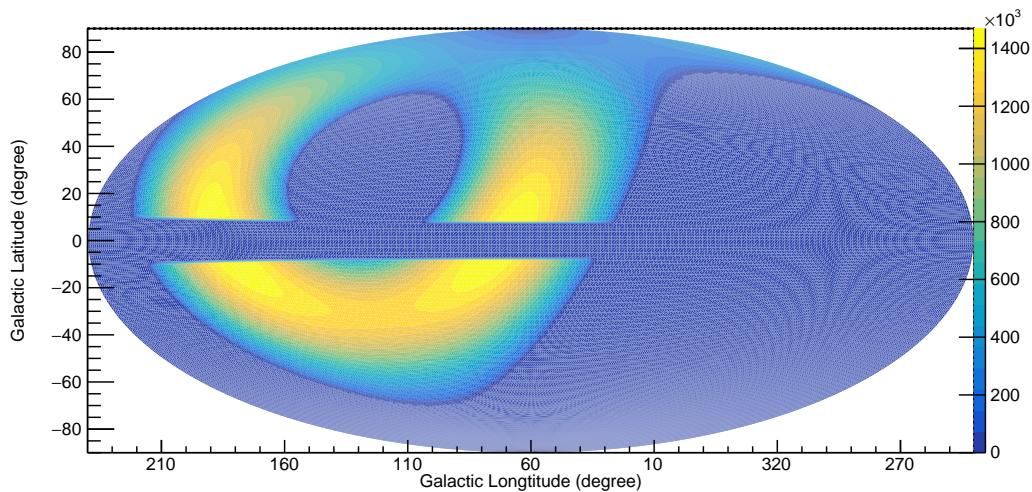


图 5-2 用于宇宙线电子分析的观测数据在银道坐标系下的分布，只考虑银纬 $|b| > 7^\circ$  的视场。

**Figure 5-2 The observation data used for the cosmic-ray electron analysis and its distribution in the galactic coordinate. The region on the Milky Way disk is masked, galactic latitude  $|b| > 7^\circ$ .**

### 5.2.2 模拟数据

由于宇宙线电子占宇宙线中非常微小的一部分，所以需要极其大量的宇宙线背景事例的模拟统计量，而之前“MC-Data1”和“MC-Data2”数据集的模拟统计量不足以支撑后面的分析。可以参考 2 节对不同数据集信息的汇总，我在“MC-Data3-CR”数据集用于补充能量范围在  $[10^{1.4} \text{ TeV}, 10^{2.2} \text{ TeV}]$  之间宇宙线背景事例的统计量，相比于之前“MC-Data2”相应能段的统计量提升 5 倍到 100 倍不等。对经过 CORSIKA 大气簇射模拟和 G4KM2A 探测器响应模拟生成好的宇宙线事例要做如下数据处理步骤：

- (1) 对数据簇射重建；
- (2) 对数据进行加权；
- (3) 将数据集赋予时间戳，计算出对应的银经银纬 ( $b, l$ )；
- (4) 将不同数据集的数据进行合并；
- (5) 对数据进行事例筛选；

如果没有特别声明，下面的宇宙线模拟数据的处理都是在 CORSIKA 程序中采用 EPOS-FLUKA 的强相互作用模型和 EGS4 为电磁相互作用模型下模拟大气

簇射，经过 G4KM2A 模拟探测器响应，利用 KM2A 的重建程序进行簇射重建，并加权至 Gaisser 能谱模型一年的统计量后数据集作为例子介绍的。

### 5.2.2.1 数据加权

为了保证高能段有足够的事例，无论是宇宙线电子还是宇宙线的事例模拟在 CORSIKA 模拟程序中均按照指数为 -2 的幂律能谱投点。需要对每个宇宙线事例进行加权，保证加权后每个能量段里投点的宇宙线事例数符合预期的能谱。其中宇宙线电子的数据加权至 H.E.S.S. 实验 2017 年 Kerszberg 给出的能谱<sup>[130]</sup>，见式 (2-24)，这里权重只和宇宙线电子事例的能量有关。对这些宇宙线事例进行加权至 Gaisser 模型能谱<sup>[227]</sup> 和 Hörandel 模型能谱<sup>[228]</sup>，这里权重值和宇宙线事例的粒子种类和能量有关。现考虑单一组分的情况，在能量区间内  $[E_0, E_1]$ ，真实投点个数为  $N_{total}|_{E_0}^{E_1}$ 。预期能谱为  $f_{SPE}$ ，CORSIKA 投点能谱为  $f_{MC}(E) = E^{-2}$ ，那么我们可以知道对能量为  $E$  的事例，权重为：

$$\omega(E) = \frac{f_{SPE}}{f_{MC}(E)} \cdot \frac{A_{MC} \cdot T \cdot \int_{E_0}^{E_1} f_{MC}(E) dE}{N_{total}|_{E_0}^{E_1}}, \quad (5-4)$$

其中  $T$  是观测时长， $A_{MC}$  是探测器理论几何接受度，其计算公式如下：

$$A_{MC} = \pi \int_{R_2}^{R_1} R^2 dr \int_{\theta_2}^{\theta_1} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \quad (5-5)$$

$$= \pi^2 / 2 \times (R_1^2 - R_2^2) \times [\cos(2\theta_2) - \cos(2\theta_1)]. \quad (5-6)$$

考虑了几何面积 (Area) 和立体角 (Solid Angle) 两者的几何投点接受度 (Aperture) 的单位是  $\text{m}^2 \cdot \text{sr}$ 。根据我们在“MC-Data3-CRE”的数据集中的投点信息，可以计算得出  $A_{MC}^{\text{CRE}} = 776,428.88 \text{ m}^2 \text{sr}$ 。其他模拟数据集几何投点接受度一并整理在 2-1 表中。

为了方便后续讨论，所有事例抽样得到的能量各不相同并按从小到达排列，对能量大小顺位为  $i$  的事例的权重是  $\omega_i$ 。未加权之前的真实模拟数记为  $N_{total}^{(0)}$ ，对真实模拟数加权后记为  $N_{total}^{(1)}$ ，对真实模拟数加权后平方求和记为  $N_{total}^{(2)}$ ：

$$N_{total}^{(1)} = \sum_{i=0}^{N_{total}^{(0)}} \omega_i \cdot 1 \quad (5-7)$$

$$N_{total}^{(2)} = \sum_{i=0}^{N_{total}^{(0)}} \omega_i^2 \cdot 1. \quad (5-8)$$

在不考虑事例复用的情况下，对于从 CORSIKA 里生成簇射事例而言，我们认为每个事例都独立且服从 Poisson 分布，产生该事例的期望就是  $\lambda = 1$ ，其涨

落  $\sigma = \sqrt{\lambda} = 1$ 。通过独立分布可累加性发现,  $N_{total}^{(1)}$  的方差恰好是对真实模拟数的加权后的平方和:

$$\sigma^2(N_{total}^{(1)}) = \sum_{i=0}^{N_{total}^{(0)}} (\omega_i \cdot \sigma)^2 = N_{total}^{(2)}. \quad (5-9)$$

在部分模拟数据样本中只保存了符合数据筛选条件的事例, 说明知已知真实模拟数  $N_{total}^{(0)}$  但是每一个事例的权重  $w_i$  无法确定。可以通过 Cauchy 不等式得到真实投点数加权之后的误差下限。

$$\left(\sum_{i=1}^n x_i\right)^2 = \left(\sum_{i=1}^n x_i \cdot 1\right)^2 \leq n \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2, \quad (5-10)$$

其中将  $x_i$  替换为  $\omega_i$ ,  $n$  替换为  $N_{total}^{(0)}$ , 就可以将式 (5-10) 转换为:

$$\sigma^2 = \frac{N_{total}^{(2)}}{[N_{total}^{(1)}]^2} \geq \frac{1}{N_{total}^{(0)}}. \quad (5-11)$$

为了检验加权是否正确, 可以利用式 5-4 的中上下积分限之差逼近 0 后反推出理想能谱, 见下式:

$$f_{SPE} = \frac{dN}{dE} = \lim_{\Delta E \rightarrow 0} \frac{N_{total}^{(1)}(E)}{A_{MC} \cdot \Delta E \cdot T}, \quad (5-12)$$

其中, 理论接受度  $A_{MC}$  和时间  $T$  都是常数,  $\Delta E$  是随能量  $E$  变化的已知量, 只有加权后的投点数  $N_{total}^{(1)}(E)$  是唯一和权重相关的变量。所以基于式 (5-12) 的思路, 我以宇宙线电子的模拟结果为例, 计算了利用加权后的投点数  $N_{total}^{(1)}(E)$  得到的宇宙线电子能谱, 以  $E^{3.8} \frac{dN}{dE}$  的形式如图 5-3 所示与理论宇宙线电子能谱吻合得很好, 事例经过加权后的误差利用式 5-9 给出。可以看出加权后得事例数  $N_{total}^{(1)}(E)$  与根据理论模型积分的事例数  $N_{CRE} = \int_{E_1}^{E_2} f_{CRE} dE$  差距在 2% 以内, 认为对宇宙线电子能谱加权正确。对宇宙线模拟事例也做了相应的加权处理和检查。

### 5.2.2.2 时间戳

对模拟数据和实验数据的数据筛选条件保持一致, 需要对模拟数据事例银维的筛选, 而模拟数据没有时间信息。因为实验数据中的事例是根据方位角, 天顶角和事例时间推算回事例的银经银纬信息, 所以需要对模拟时间附上时间。

又由于在上节里对模拟数据按照流强的加权至一年的水平, 所以对宇宙线模拟事例赋予在实验数据的观测区间内的 2021 年 8 月 1 日 (MJD 59427) 至 2022 年 8 月 1 日之间 (MJD 59792) 之间均匀抽样产生关于事例的时间随机数以避免引入筛选条件的不确定性。已知 LHAASO 阵列所处地球的经度和纬度 ( $\lambda, \phi$ ),

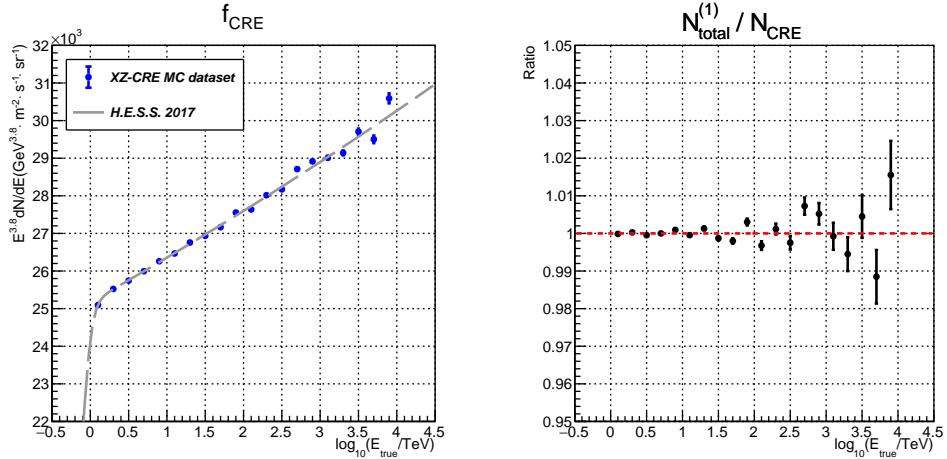


图 5-3 宇宙线电子模拟加权检查。左图：利用加权后的模拟事例得到能谱和真实能谱的对比；右图：加权事例相比于真实能谱得到事例的涨落。

Figure 5-3 The check for re-weighting process for Cosmic-ray Electron simulation events.

**Left:** The comparison of the spectrum generated by the re-weighted MC events and its theory values; **Right:** The fluctuation of the re-weighted MC events to the number of events based on the true spectrum.

再根据事例的天顶角，方位角和时间三个参数 ( $\theta_{rec}$ ,  $\phi_{rec}$ , MJD) 利用 SLALIB 的 C++ 库<sup>[226]</sup> 为每一个模拟事例计算出在赤道坐标系和在银道坐标系下的坐标。

最后对模拟数据采用按照实验数据中的筛选条件 (除了最后一条对银纬的筛选条件) 进行数据筛选，经过数据挑选后的模拟事例的赋予的 MJD 时间如图 5-4 左图所示呈均匀分布。右图是赤经和赤纬 ( $\alpha, \delta$ ) 的一维分布情况，赤纬大体上呈对称分布并集中在约赤纬  $30^\circ$  的地方，这个与 LHAASO 站址位于北纬  $30^\circ$  成协，赤经呈均匀分布。模拟事例在经过了对银纬的筛选条件之后，由 Aitoff 投影的银经银纬 (b,l) 的二维分布如图 5-5 所示，分布情况和图 5-2 展示的实验数据事例的银经银纬二维分布吻合。

### 5.2.2.3 宇宙线模拟数据合并

在给数据打上时间戳和银经银纬 (b,l) 的标记之后就需要对模拟数据进行合并。在 5.2.2.1 中已经介绍到权重，由于权重只和模拟簇射粒子的能量和种类有关，所以合并数据时注意按照能量将不同的数据集合并即可。合并模拟数据仍然需要反映宇宙线能量范围在 [1 TeV, 10 PeV] 范围内的情况，所以分不同能量段采用如下策略：

- 在  $[10^0 \text{ TeV}, 10^{1.0} \text{ TeV}]$  范围内采用 “MC-Data1” 数据集；
- 在  $[10^{1.0} \text{ TeV}, 10^{1.4} \text{ TeV}]$  范围内采用 “MC-Data2” 数据集；
- 在  $[10^{1.4} \text{ TeV}, 10^{2.2} \text{ TeV}]$  范围内采用 “MC-Data3-CR” 数据集；
- 在  $[10^{2.2} \text{ TeV}, 10^{4.0} \text{ TeV}]$  范围内采用 “MC-Data2” 数据集。

从图 5-6 中可以看出能量在  $[1 \text{ TeV}, 200 \text{ TeV}]$  的范围内，四个模拟数据集的合并情况，实线直方图表示数据集中采用的部分，虚线直方图表示数据集中重叠的部

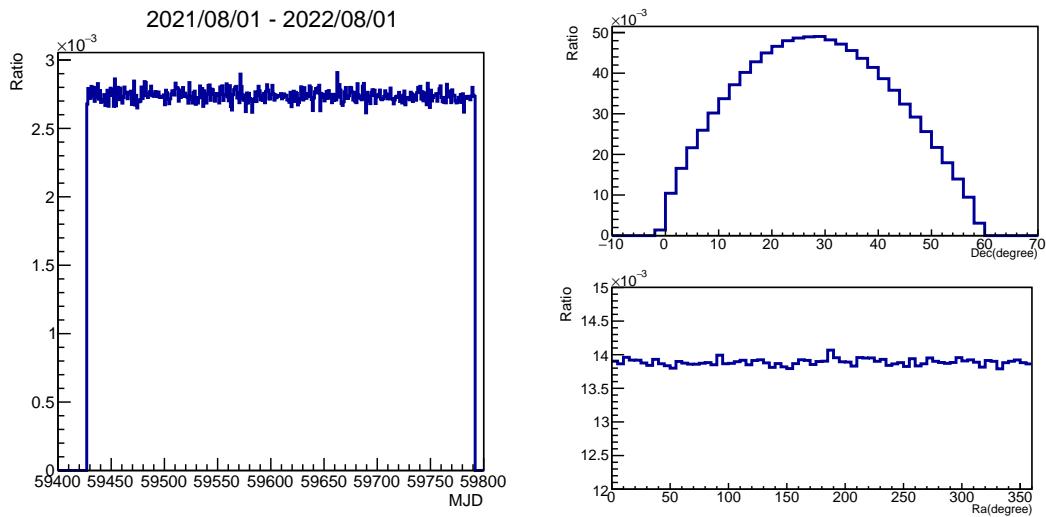


图 5-4 在附上随机均匀分布的 MJD 时间戳之后“MC-Data3-CRE”数据集的事例情况。

Figure 5-4 The “MC-Data3-CRE” dataset distributions with a given uniform-distributed timestamp in MJD and equatorial coordinate.

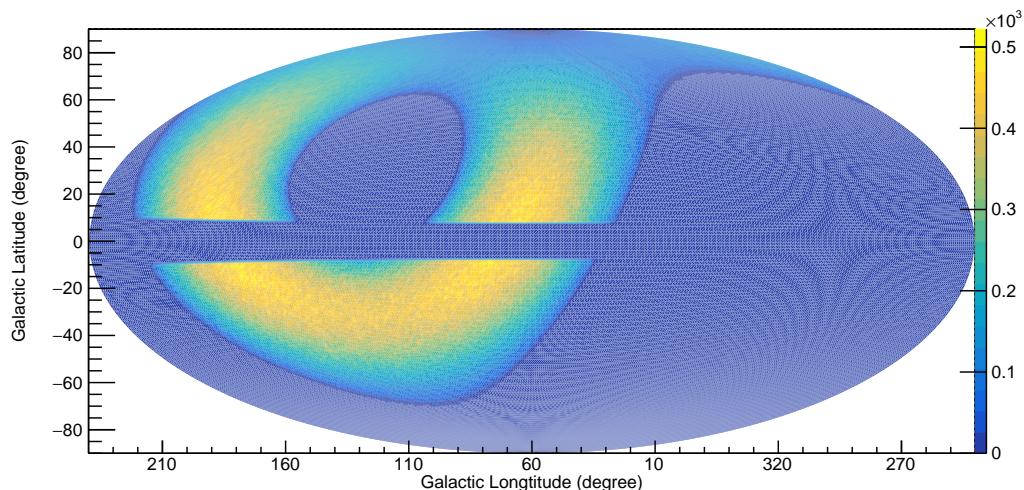


图 5-5 在附上随机均匀分布的 MJD 时间戳之后, 经过上述全部数据筛选条件后“MC-Data3-CRE”的事例在银道坐标系下的分布情况。

Figure 5-5 The “MC-Data3-CRE” dataset with a given timestamp in MJD after data selection and its distribution in the galactic coordinate.

分需要舍去。根据式(5-12)的思路，计算了利用加权后的投点数，分别对不同数据集部分计算  $N_{\text{total}}^{(1)}(E)$  得到的宇宙线能谱，发现在投点数足够多的情况下，数据点的涨落和误差被压低至很低的水平，加权结果几乎和 Gaisser 宇宙线能谱预期值重合。

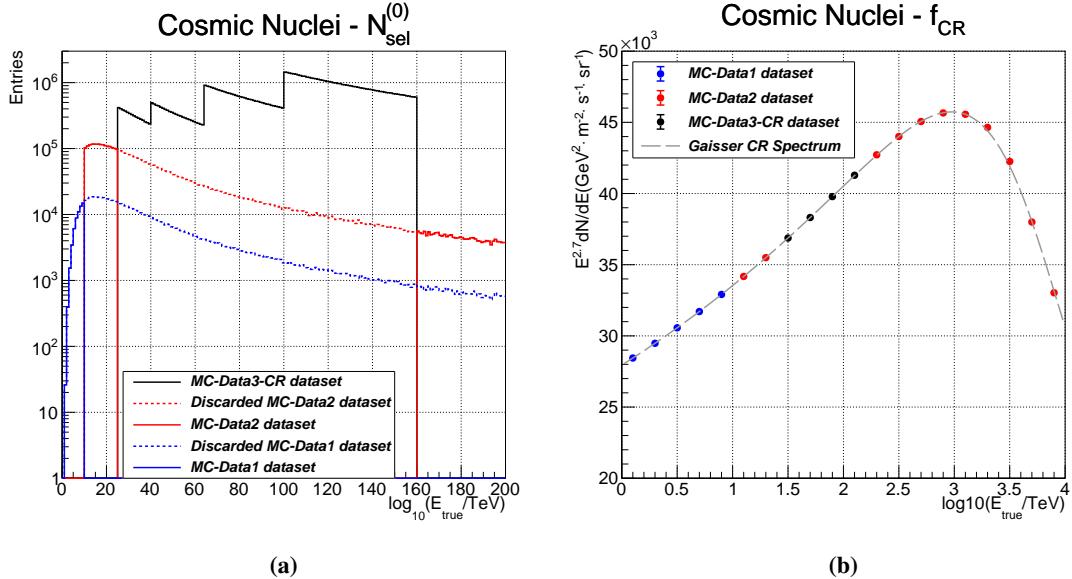


图 5-6 (a) 通过事例筛选条件后不同宇宙线模拟数据集未加权时的合并状态；(b) 利用加权后的模拟事例得到能谱和真实能谱的对比。

Figure 5-6 (a) Unweighted simulation datasets after data selection; (b) The comparison of the spectrum generated by the re-weighted MC events and its theory values without data selection.

### 5.2.3 模拟/实验数据比对

上面完成了对每一个模拟事例的成分能谱加权步骤，并进行了和实验数据一样的数据筛选。理论上如果我们的簇射模拟和探测器模拟可以完美描述在宇宙中发生的每一个过程，现在我们得到的模拟数据和实验数据应该几乎完美符合。但是模拟只能基于我们现有的理论，在某些范围内可以实现一定精度上的描述物理过程，所以模拟和实验结果永远存在差异且不可能完全消除。为了尽可能了解模拟/实验的差异，以及去缩小模拟/实验数据的差异，需要进行重加权和重对齐两个步骤。为了方便理解，如 5-7 所示是基于 ATLAS 对撞机实验的数据处理示意图，这是 ATLAS 在 Di-jet 反应过程<sup>[229]</sup>对朝前区喷注和中心区喷注响应存在区别。为了高响应曲线的准确性，ATLAS 需要利用每束团交叉的质子相互作用的平均数量“ $\langle \mu \rangle$ ”来表征信号的堆积程度。MC 数据和实验数据的堆积条件最初并不相同，因为 MC 数据是使用默认堆积条件生成的。在重加权步骤里，ATLAS 通过比较模拟/实验的差异，利用两者的比值将这部分从差异修正回来；在重对齐步骤里，将  $\langle \mu \rangle$  分布信号峰通过缩放系数 0.83 让信号峰对齐。

回到 LHAASO 的数据处理中，由于实验数据中在没有经过轻子/强子鉴别之

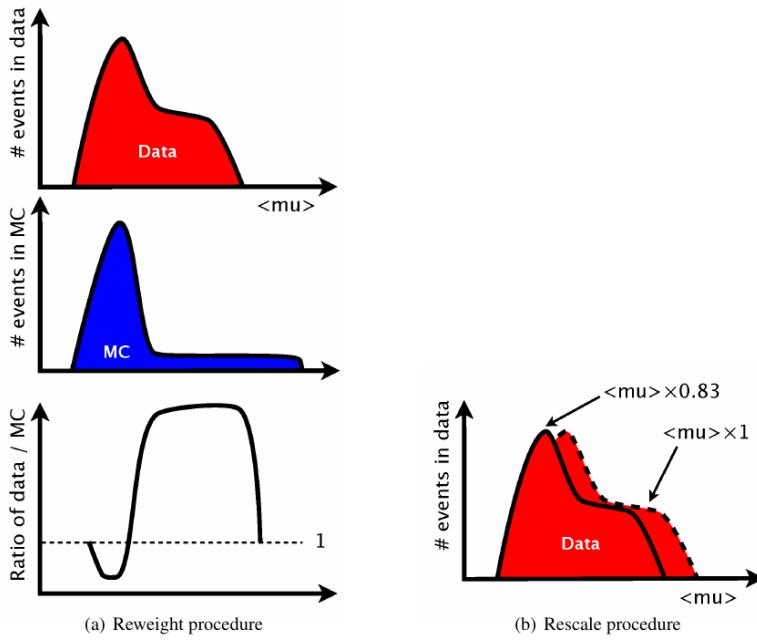


图 5-7 对模拟/实验事例处理的流程。(a) 重加权; (b) 重对齐。

**Figure 5-7 Cartoon illustrating Pileup Re-Weighting Procedure. (a) Re-weight procedure; (b) Re-scale procedure**

注: 来自 ATLAS HEP Analysis 2012<sup>[230]</sup>37 页图。

前绝大部分都是宇宙线背景，所以利用宇宙线模拟事例与观测数据进行比较以检验实验模拟一致性。我使用了利用两种强相互作用模型生成的宇宙线模拟数据加权至 Gaisser 能谱，最后按照各自的事例数进行归一的同时，比较了模拟/实验的比值。这里已经使用了归一化的事例数无需再重新加权，在 5.2.4 节介绍的对峰值的重对齐过程会进一步消除模拟/实验不一致的不确定性。

我比较了七个基于 KM2A 重建后的变量，分别是：重建天顶角 (Rec Zentih)，重建方位角 (Rec Azimuth)，距离簇射轴 [0, 200 m] 以内的电磁粒子数 ( $N_e$ )，距离簇射轴 [15 m, 200 m] 范围内的缪子数目 ( $N_\mu$ )，噪声过滤后触发的 ED 探测器数目 (NfiltE) 和触发的 MD 探测器数目 (NfiltM)，以及不同重建能量下的事例数 [ $N(E_{rec})$ ]。从重建天顶角，重建方位角两个变量来看，实验和模拟的相对误差几乎不超过 5%，如图 5-8a 和 5-8b 所示。

以电磁粒子数目和触发的电磁粒子探测器数目而言，如图 5-8c 所示两种强相互作用模型的行为一致，电磁粒子数很少  $N_e \in [10^1, 10^{1.5}]$  (低能情形) 模拟/实验比值高于 1。后来随着电磁粒子数增加，宇宙线能量也在增加，在电磁粒子数在  $N_e \in [10^{1.5}, 10^{2.5}]$  范围内比值迅速减小 1 以下。之后模拟/实验比值随着宇宙线能量的增加而缓慢增加，与实验相比，两个模型下均观测到了更多的次级电磁粒子。此外，如图 5-8e 所示从触发的 ED 探测器数目中也可以得到和电磁粒子数目相同的变化趋势。

而以缪子数目和噪声过滤后触发的 MD 探测器数目而言，如图 5-8d 所示两种

强相互作用模型在缪子数极少的情形  $N_\mu \in [10^{-1}, 10^{-0.4}]$ (低能情形) 模拟/实验比值均低于 1。随着宇宙线能量的增加模拟/实验比值增大, 当缪子数  $N_\mu \in [10^{-0.4}, 10^{0.5}]$  范围里, EPOS-FLUKA 模型会产生比 QGSJET-FLUKA 模型更多的缪子。随着缪子数继续增多  $N_\mu \in [10^1, 10^{2.5}]$ (高能情形) 之后 QGSJET-FLUKA 和 EPOS-FLUKA 模型差异出现分化, QGSJET-FLUKA 模型反而可以产生更多的缪子。此外, 如图 5-8f 所示从触发的 MD 探测器数目中也可以得到和缪子数目相同的变化趋势。

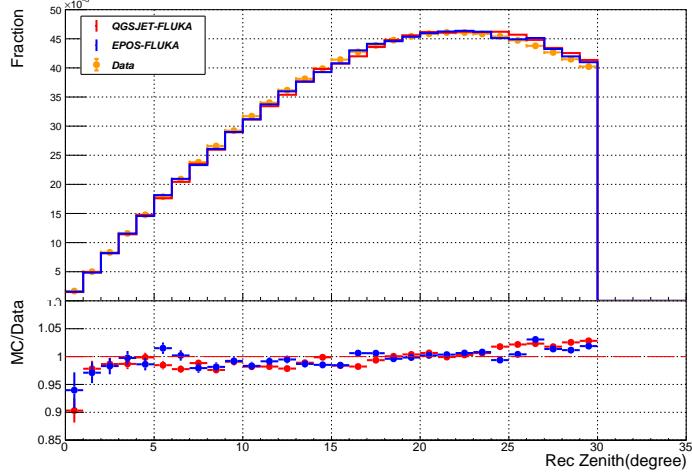
我们注意到了在电磁粒子数少和缪子数少的情形模拟与实验的差异较大, 有很多因素会导致这点, 例如: 对探测器的阈值模拟不够真实, 触发阈附近的粒子在模拟中有较大的涨落。从模拟和实验数据重建能量的比较结果也可以看到, 如果不考虑缪子的因素, 电磁粒子数在  $N_e \in [10^1, 10^{1.5}]$  的情形正好对应着重建能量  $E_{\text{rec}} \in [1 \text{ TeV}, 3 \text{ TeV}]$ 。此外, 对探测器模拟的有限导致模拟得到的粒子数可能出现系统性的偏移, 可以从电磁粒子数分布和触发的 ED 探测器数目分布中明显的看出, 事例比例的峰值出现了偏移, 实验中事例分布的峰值高于模拟结果。从重建能量  $E_{\text{rec}} \in [1 \text{ TeV}, 10 \text{ TeV}]$  的范围总体来看, 经过符合事例筛选条件的实验事例率为 265.04 Hz, 在模拟中得到的事例率为 234.92 Hz, 模拟/实验的差异在 11.4% 的水平。在重建能量 10 TeV 之下是电磁粒子数模拟结果会高于实验, 导致在重建能量低于 10 TeV 的情形下, 模拟事例数的相对比例高于实验。在 10 TeV 以上的 KM2A 的标称工作能段内模拟/实验的事例数差异小于 25%。

#### 5.2.4 模拟/实验鉴别参数对齐

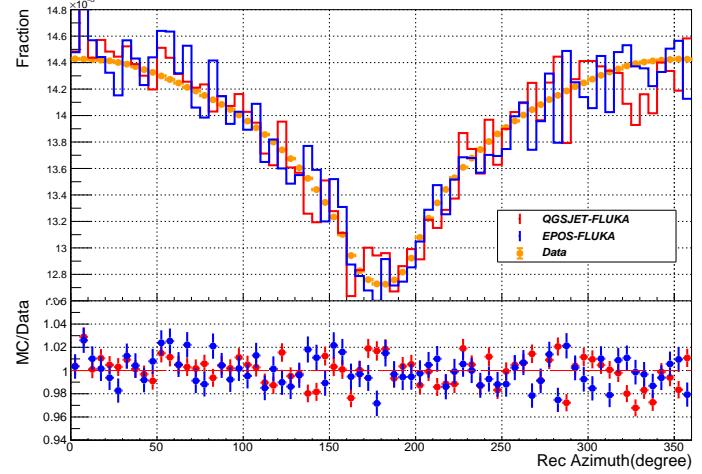
在上一小节实验模拟数据比对可以看出, 由于对探测器阈值 KM2A 的模拟数据在电磁粒子数  $N_e$  和缪子数  $N_\mu$  和实验有所区别, 而 KM2A 用于轻子/强子鉴别参数是基于电磁粒子数  $N_e$  和缪子数  $N_\mu$  这两个参数构造的。模拟和实验的差异会在轻子/强子鉴别参数  $R$  上因为误差传递被放大, 可以看到在轻子/强子鉴别参数  $R$  位于 [-8, -5] 范围内的零缪事例模拟/实验比值存在较大的不确定性, 在靠近-8 的位置对应着电磁粒子  $N_e$  数多的情形, 而靠近-5 的区域对应着电磁粒子数少的情形。当轻子/强子鉴别参数  $R \in [-4, +4]$  区间时, EPOS-FLUKA 强相互作用模型的分布情况大体与实验分布情况符合, 而 QGSJET-FLUKA 强相互作用模型的分布与实验分布就出现了较大差异, 在  $R$  靠近-4 的区域对应的是电磁粒子数多的情形, 在  $R$  靠近+4 的区域时是电磁粒子数少的情形。

由于宇宙线电子是小信号, 绝大部分事例是贫缪事例, 含缪事例占比很少。而宇宙线背景绝大部分是含缪事例, 对宇宙线背景模拟和实验结果含缪事例  $R$  分布吻合的情况会直接影响到零缪事例  $R$  分布峰值的位置, 所以对含缪事例  $R$  分布的峰值进行重对齐步骤非常的有必要。

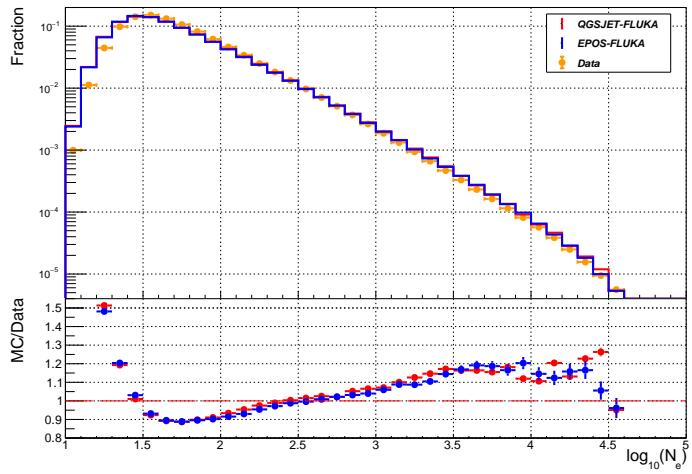
假设电磁粒子数  $N_e$  的模拟概率密度分布记为  $P_{\text{MC}}(N_e)$ , 实验概率密度分布记为  $P_{\text{obs}}(N_e)$ ; 缪子数的  $N_\mu$  的模拟概率密度分布记为  $P_{\text{MC}}(N_\mu)$ , 实验概率密度分布记为  $P_{\text{obs}}(N_\mu)$ , 假设电磁粒子数  $N_e$  和缪子数的  $N_\mu$  的模拟/实验分布差异假



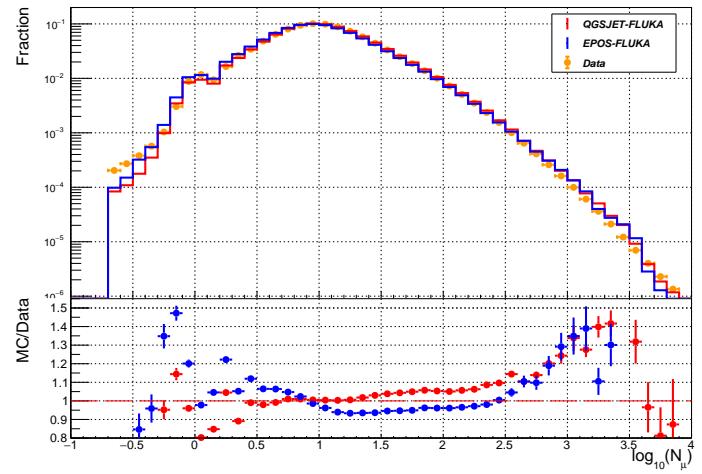
(a)



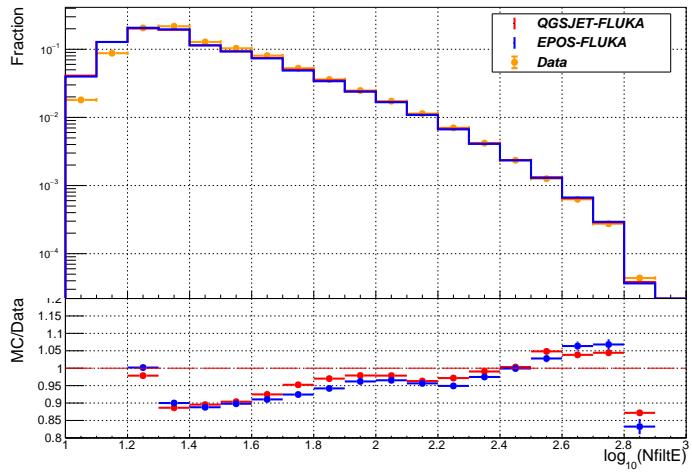
(b)



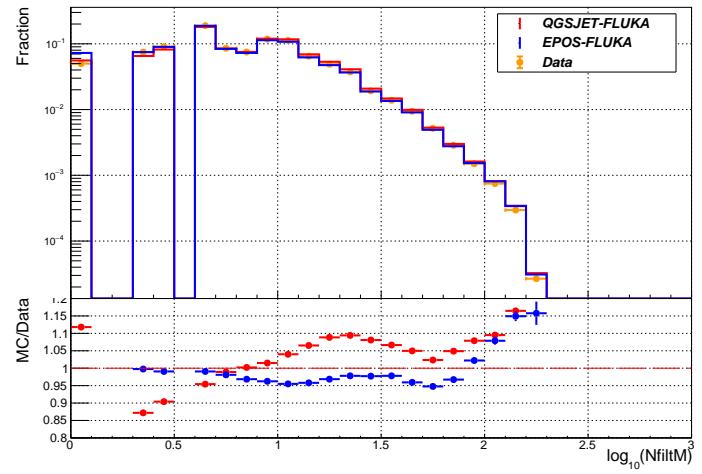
(c)



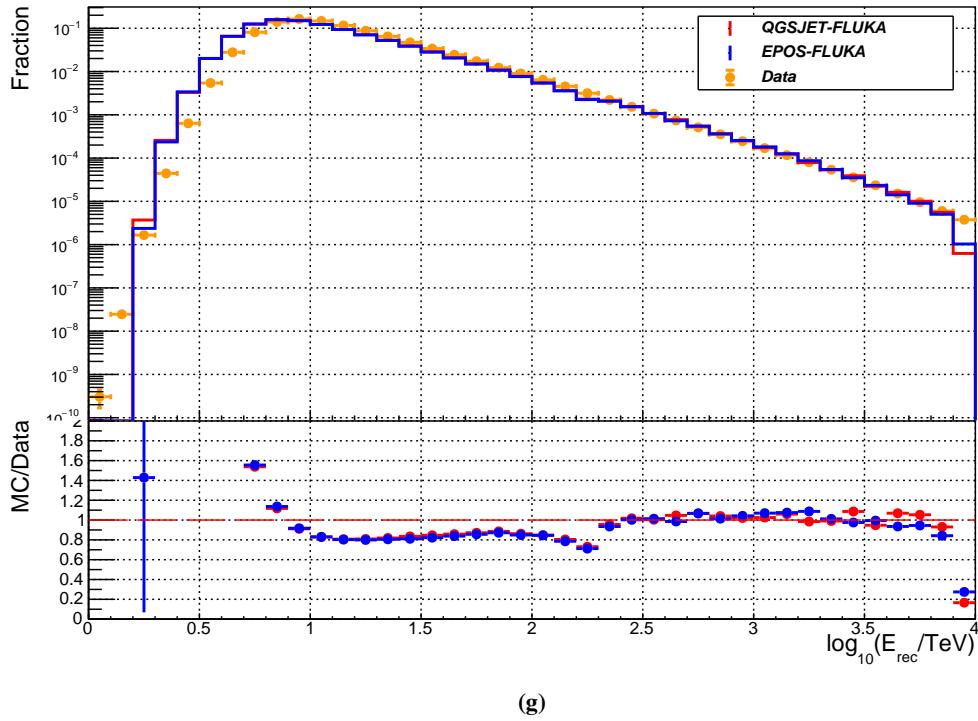
(d)



(e)



(f)



(g)

图 5-8 宇宙线背景模拟数据与实验观测数据的对比。

Figure 5-8 The Comparison of seven variables between the cosmic-ray background simulation with observation data.

设分别用  $\alpha$  和  $\beta$  两个倍数修正到接近一致，即：

$$\begin{aligned} P_{\text{obs}}(N_e) &= P_{\text{MC}}(\alpha \cdot N_e) \\ P_{\text{obs}}(N_\mu) &= P_{\text{MC}}(\beta \cdot N_\mu), \end{aligned} \quad (5-13)$$

所以由电磁粒子数  $N_e$  和缪子数  $N_\mu$  构造的 KM2A 轻子/强子鉴别参数  $R$ ，在 0.0001 作为小量忽略时可以进一步修正为：

$$R' = \log \left( \frac{\beta \cdot N_\mu + 0.0001}{\alpha \cdot N_e} \right) \simeq R + \log(\beta) - \log(\alpha) = R + \Delta, \quad (5-14)$$

其中  $\Delta = \log(\beta) - \log(\alpha)$ ，假设观测事例的鉴别参数  $R$  的概率密度分布可以记作  $P_{\text{obs}}(R)$ ，在模拟中的概率密度分布记作  $P_{\text{MC}}(R)$ 。为了对齐轻子/强子鉴别参数  $R$  的峰值，将模拟的轻子/强子鉴别参数  $R$  分布做了  $\Delta$  的偏置后，可以写作  $P_{\text{MC}}(R + \Delta)$ 。我采用了约化卡方拟合的方法来比较偏置后的模拟分布和实验分布的差距，构造如下约化卡方量  $\chi^2_\nu$ ，并搜索最小的  $\chi^2_\nu$  得到最优的偏置结果  $\Delta$ ：

$$\chi^2_\nu = \frac{1}{N} \sum_R^N \left[ \frac{[P_{\text{obs}}(R) - P_{\text{MC}}(R + \Delta)]^2}{\sigma^2[P_{\text{obs}}(R)] + \sigma^2[P_{\text{MC}}(R + \Delta)]} \right]. \quad (5-15)$$

其中鉴别参数  $R$  的取值范围为  $R \in [-2, 2]$ ，且模拟的概率密度分布  $F_{\text{MC}}(R)$  高于  $10^{-3}$  的水平。这样的拟合范围条件对应了鉴别参数  $R$  在富缪事例的峰位置，绝

大部分事例的鉴别参数在这个附近，通过最小二乘法的方式设置了偏置量  $\Delta$  减小了宇宙线背景模拟事例和实验观测数据在鉴别参数  $R$  上的分布差异。

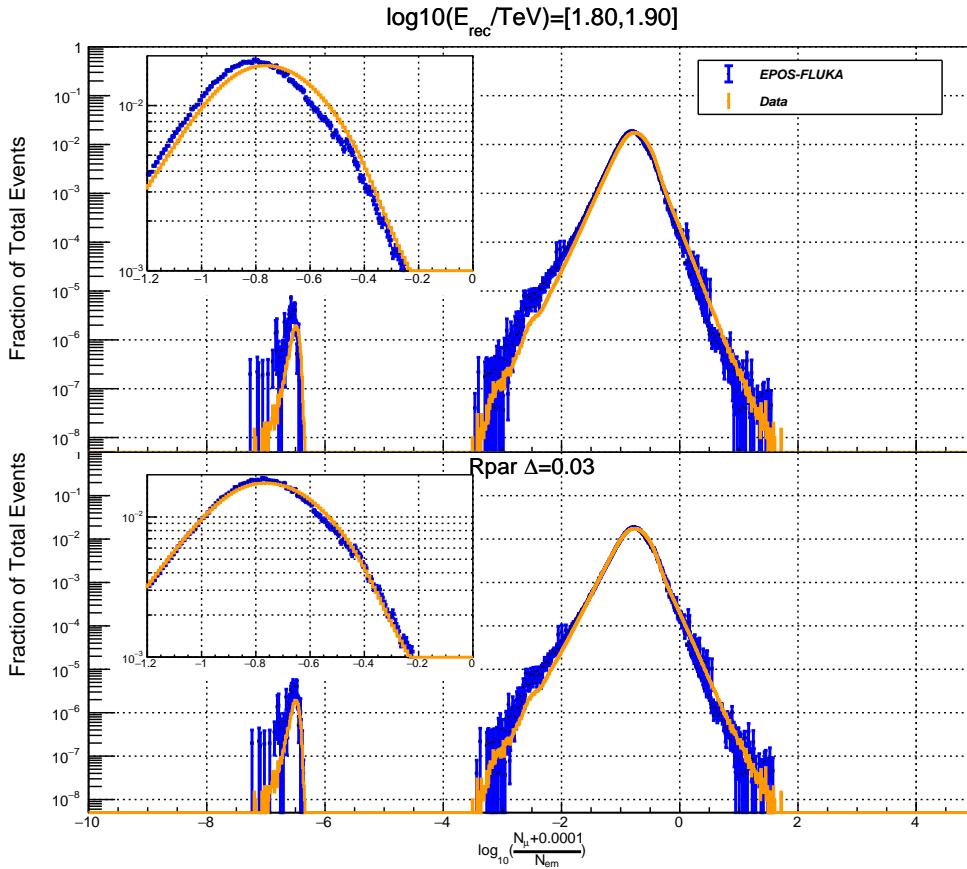


图 5-9 在 EPOS-FLUKA 的强相互作用模型假设和 Gaisser 宇宙线组分加权后的宇宙线背景模拟事例和实验事例在鉴别参数  $R$  分布上的对比。(a) 在对齐之前的情况; (b) 对齐之后的情况。

**Figure 5-9 After the EPOS-FLUKA hadronic interaction assumption and Gaisser cosmic-ray component weighting, the comparison of  $R$  distribution before and after re-scaling procedure (a) before re-scaling; (b) after re-scaling.**

如图 5-9 所示，是以 10 为对数底逐重建能量段地拟合最优的偏置结果  $\Delta$ ，其中重建能量在  $[10^{1.8}, 10^{1.9}]$  范围内的 EPOS-FLUKA 鉴别参数分布情况（蓝色）与实验观测数据的鉴别参数分布情况（黄色）。其中对  $R \in [-1.2, 0]$  范围的分布进行了放大，可以发现在经过  $\Delta = +0.02$  的偏移之后，模拟的鉴别参数分布和实验鉴别参数分布在  $[-1.2, 0]$  范围内的峰值吻合情况更好了，实现了模拟/实验数据的重对齐。

为了量化模拟/实验的不一致性减小的成果，利用拟合最优的约化卡方估计变化量  $\Delta\chi^2_\nu = \chi^2_\nu(R + \Delta) - \chi^2_\nu(R)$  表征在偏置前后的约化卡方量的变化。表 5-1 整理了重建能量在  $[10^{1.0}, 10^{2.4}]$  范围内的对 EPOS-FLUKA 和 QGSJET-FLUKA 强相互作用模型假设下生成的鉴别参数分布，拟合最优的偏置结果  $\Delta$ ，以及拟合最优的约化卡方估计变化量  $\Delta\chi^2_\nu$ 。

**表 5-1 重建能量在  $[10^{1.0}, 10^{2.4}]$  范围内的，拟合最优的偏置结果  $\Delta$ ，以及拟合最优的约化卡方估计变化量  $\Delta\chi^2_v = \chi^2_v(R + \Delta) - \chi^2_v(R)$ 。**

**Table 5-1 In the range of reconstructed energy from  $10^{1.0}$  to  $10^{2.4}$ , the best-fit re-scaling factor  $\Delta$ , and the residual of reduced chi-square results  $\Delta\chi^2_v = \chi^2_v(R + \Delta) - \chi^2_v(R)$ .**

$\log(E_{\text{rec}}/\text{TeV})$	EPOS-FLUKA		QGSJET-FLUKA	
	$\Delta$	$\Delta\chi^2_v$	$\Delta$	$\Delta\chi^2_v$
1.0 - 1.1	0.01	-0.35	-0.02	-2.56
1.1 - 1.2	0.01	-0.15	-0.01	-4.04
1.2 - 1.3	0.01	-0.26	-0.01	-2.55
1.3 - 1.4	0.01	-55.67	-0.01	-0.51
1.4 - 1.5	0.02	-190.24	0	0
1.5 - 1.6	0.02	-22.58	0.01	-6.17
1.6 - 1.7	0.02	-6.94	0.02	-4.97
1.7 - 1.8	0.02	-83.68	0.01	-1.94
1.8 - 1.9	0.03	-692.35	0.01	-0.34
1.9 - 2.0	0.03	-81.62	0.02	-5.20
2.0 - 2.1	0.04	-2.91	0.02	-7.13
2.1 - 2.2	0.05	-6.14	0.04	-22.61
2.2 - 2.3	0.01	-0.61	0	0
2.3 - 2.4	0.02	-0.85	0.01	-1.16

图 5-10 表示的是重建能量从  $[1 \text{ TeV}, 10 \text{ PeV}]$  范围内逐重建能量段之后的对齐情况，可以看到鉴别参数模拟/数据的比值在  $R \in [-6, -5]$  和  $[-2, 0]$  两个范围被修正到 1 附近，经过重对齐步骤一定程度上减弱了模拟/实验的不一致性。但是，EPOS-FLUKA 和 QGSJET-FLUKA 两个强相互作用模型在鉴别参数  $R$  在  $[-8, -2]$  的范围内存在显著的不一致性，而实验数据则恰好位于这两个模型之间。正确估计宇宙线电子的超出取决于对宇宙线背景在少缪事例上的模拟结果与实验数据的吻合程度。而现在，两种强相互作用模型对会对宇宙线电子超出产生两个相斥的预期：QGSJET-FLUKA 模型会得到宇宙线电子的正超出，认为存在宇宙线电子的信号；而 EPOS-FLUKA 模型则得到宇宙线电子没有超出，只能估计宇宙线电子的信号上限。宇宙线电子背景估计中不确定性由强相互作用模型引入的不确定性占主导，所以处于保守估计，我在下一节中将会给出宇宙线电子流强 90% 的置信上限。

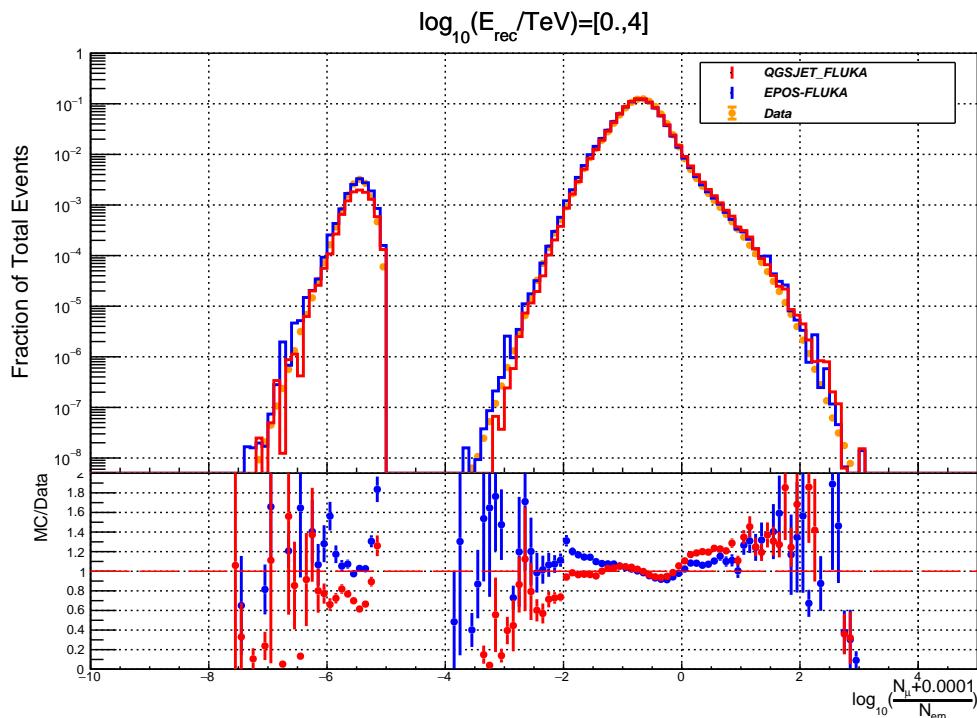


图 5-10 在鉴别参数  $R$  峰对齐之后，通过事例筛选条件模拟/实验鉴别参数  $R$  的分布及其比值。

**Figure 5-10** The comparison of lepton/hadron separation parameter,  $R$ , between the cosmic-ray background simulation with observation data applied in the same selection cuts after re-scaling.

### 5.3 宇宙线电子能谱

目前，各家地面大气切伦科夫实验对宇宙线电子能谱测量的能量处于在 20 TeV 以下。一方面，这可以与空间卫星实验对宇宙线电子能谱形成衔接，可以一定程度上消弭由间接测量里绝对能标不确定性引入流强不确定性；另一方面，宇宙线电子能谱和宇宙线背景之间只有 3 个数量级的差异，对宇宙线背景实现  $10^{-4}$  的排除能力就可以得到具有显著性的宇宙线电子超出。20 TeV 的宇宙线能量也处于 EAS 模拟中高能部分的强相互作用模型理论外推起始的位置，此时强相互作用模型引入和不确定性较小。

按照上一节的介绍，LHAASO 对宇宙线背景事例的模拟由强相互作用模型主导了宇宙线背景的不确定性，从而导致了宇宙线电子测量的显著性不够高。所以在这一节中，我利用 KM2A 的宇宙线背景模拟结果，估计宇宙线电子流强的置信上限。基于 KM2A 给出的高于 20 TeV 电子流强上限结果，同样有助于限制宇宙线电子起源的模型。

图 5-11 展示了宇宙线电子和宇宙线背景模拟事例的鉴别参数  $R$  与重建能量  $E_{\text{rec}}$  的二维分布情况。事例各自做了归一化，色彩条以 10 为底标明了各个能段和鉴别参数下对应的事例比例。根据模拟结果来看，在重建能量大于  $10^{2.2}$  TeV 的位置，宇宙线电子仍然可以产生零缪事例，而宇宙线背景几乎不产生零缪事例。从事例分布上来看，亮黄色集中的位置是事例占比大的区域，宇宙线电子大部分集中在零缪事例上，少部分分布在含缪事例里，而宇宙线背景则绝大部分集中在含缪事例里，只有极少部分是零缪事例。而且两种模拟样本都展示了随着能量的升高，零缪事例的比例都在减少。

为了提升电子/宇宙线背景的信噪比，我在保证宇宙电子的存活比例大于 25%的前提下，按照式 (5-2) 得到最优的显著性  $S$  对应的鉴别参数  $R$  值作为宇宙线电子和宇宙线强子的判别标准。图 5-11 中黑色横线表明了得到的最优鉴别参数  $R$  值，利用鉴别参数  $R$  值上下的事例数比例做比可以初步得出 KM2A 的鉴别能力随着能量的增大而变强的结论。当重建能量大于  $10^{2.2}$  TeV 之后，由于宇宙线背景统计量有限的缘故，鉴别能力只能给出上限，鉴别能力略弱于  $[10^{2.0} \text{ TeV}, 10^{2.2} \text{ TeV}]$  能段，此时的背景排除能力约  $\sim 10^{5.2}$ 。

为了估计宇宙线电子在 90% 置信水平的上限，需要利用观测数据和模拟数据估算宇宙线电子的超出数  $N_{\text{ex}}$ 。由于宇宙线背景事例占据绝大部分，即使是在鉴别能力最强的  $[10^{2.0} \text{ TeV}, 10^{2.2} \text{ TeV}]$  能段，通过轻子/强子鉴别参数  $R$  筛选之后，存活的宇宙线背景事例  $N_{\text{CR,sur}}$  和观测事例  $N_{\text{obs,sur}}$  仍在  $10^3$  的数量级。利用中心极限定理，我假设在每个能量段  $N_{\text{CR,sur}}$  和  $N_{\text{obs,sur}}$  均服从相互独立 Poisson 分布可以近似为类 Gaussian 分布。根据 Gaussian 分布的独立可加性，可以推出在经过轻子/强子鉴别参数筛选之后的宇宙线电子的超出数  $N_{\text{ex}}$  大致也应该服从 Gaussian 分布  $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ ，其概率密度函数记为  $g(\xi; \mu, \sigma^2)$ ，用  $\xi$  代表  $N_{\text{ex}}$ 。

因此，在经过轻子/强子鉴别之后的宇宙线电子事例数  $N_{\text{ex}}$  的期望值  $\mu$  认为是由存活的宇宙线背景事例  $N_{\text{CR,sur}}$  和观测事例  $N_{\text{obs,sur}}$  之差，方差  $\sigma^2$  则由二者

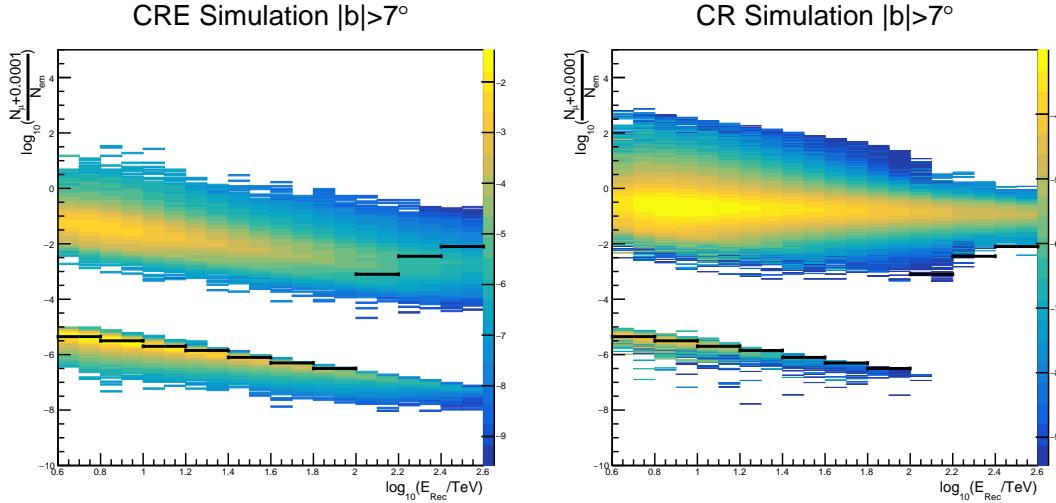


图 5-11 电子 (a) 和宇宙线背景 (b) 的轻子/强子鉴别  $R$  与  $E_{rec}$  的对数概率密度二维分布。实线表示根据显著性计算公式最优的宇宙电子/宇宙线判别标准。

**Figure 5-11** The log probability density distributions of  $R$  as defined in equation vs. reconstructed energy using simulated CRE-induced (a) and CR-induced (b) air showers, respectively. The solid lines indicate the optimized CRE/CR discrimination cuts according to the significance result.

的误差传递得出，并且额外考虑绝对能标引入的流强不确定性。于是，宇宙线电子事例数  $N_{ex}$  的期望值  $\mu$  和方差  $\sigma^2$  可以写作：

$$\begin{aligned}\mu &= N_{obs,sur} - N_{CR,sur}, \\ \sigma^2 &= \sigma_{N_{obs,sur}}^2 + \sigma_{N_{CR,sur}}^2 + (\delta \cdot N_{CR,sur})^2,\end{aligned}\quad (5-16)$$

计算宇宙线电子超出事例数  $N_{ex}$  的单侧置信区间，可以作为对小信号数问题的处理。由于信号超出不会是负值，所以  $\xi < 0$  是一个非物理的情况 [231,232]，我们应该排除这种影响，所以应该讨论  $g(\xi; \mu, \sigma^2)$  分布中  $\xi > 0$  的区间，因此我们用  $\Phi(\xi)$  表示  $\xi$  的 Gaussian 分布得到的补充累积分布函数 (Complementary Cumulative Distribution Function, CCDF)：

$$\Phi(\xi) = \int_{\xi}^{\infty} g(x; \mu, \sigma^2) dx \quad (5-17)$$

$\Phi(0)$  代表了宇宙线电子超出事例数  $N_{ex}$  在物理上允许存在的累计概率密度， $\Phi(\xi_{limit})$  代表  $\xi > \xi_{limit}$  的参数空间下的累计概率密度。可以用  $\alpha$  表示在宇宙线电子超出事例数  $\xi$  物理结果上允许参数空间内 ( $\xi > 0$ ) 高于  $\xi_{limit}$  的概率：

$$\alpha = \frac{\Phi(\xi_{limit})}{\Phi(0)}, \quad (5-18)$$

根据  $\alpha$  的定义，对估计参数  $\xi$  的置信水平则可以写为  $1 - \alpha$ 。所以宇宙线电子超出事例数  $N_{ex}$  的 90% 的置信上限  $\xi_{limit}$  对应着  $\alpha = 0.1$ 。为了清晰地展示求解过程，

图5-12中左图展示了出在经过轻子/强子鉴别参数筛选之后的宇宙线电子的超出数 $N_{\text{ex}}$ ，在Gaussian分布的假设下的概率密度函数 $g(\xi; \mu, \sigma^2)$ 分布情况；右图则是为了方便数值求解 $\xi_{\text{limit}}$ ，我构造了累计概率分布 $\Phi(\xi)$ 和累计概率分布 $\alpha \cdot \Phi(0)$ 之差，记作 $f(\xi)$ ：

$$f(\xi) = \Phi(\xi) - \alpha \cdot \Phi(0) \quad (5-19)$$

即 $\xi = \xi_{\text{limit}}$ (蓝色实线)时， $f(\xi_{\text{limit}}) = 0$ (黑色虚线)。基于H.E.S.S.实验测量宇宙线电子能谱的外推结果，可以得到在相同鉴别参数 $R$ 筛选的情况下，一年可以观测到的宇宙线电子事例数 $N_{\text{CRE,1yr}}$ 。进而可以将 $\xi_{\text{limit}}$ 与 $N_{\text{CRE,1yr}}$ 作比得到LHAASO-KM2A对宇宙线电子测量作出上限的能力，即基于KM2A测量的宇宙线电子流强的90%置信水平上限可以写作：

$$F_{\text{CRE,limit}} = \frac{\xi_{\text{limit}}}{N_{\text{CRE,1yr}}} \cdot f_{\text{H.E.S.S.}}, \quad (5-20)$$

其中 $N_{\text{CRE,1yr}}$ 是从宇宙线电子模拟数据中得出的一年的统计量， $f_{\text{H.E.S.S.}}$ 是式2-24H.E.S.S.实验给出的电子流强预期。当能量在 $[10^{1.0} \text{ TeV}, 10^{2.4} \text{ TeV}]$ 范围内，KM2A给出的宇宙线电子流强的90%置信水平上限如图5-13所示。

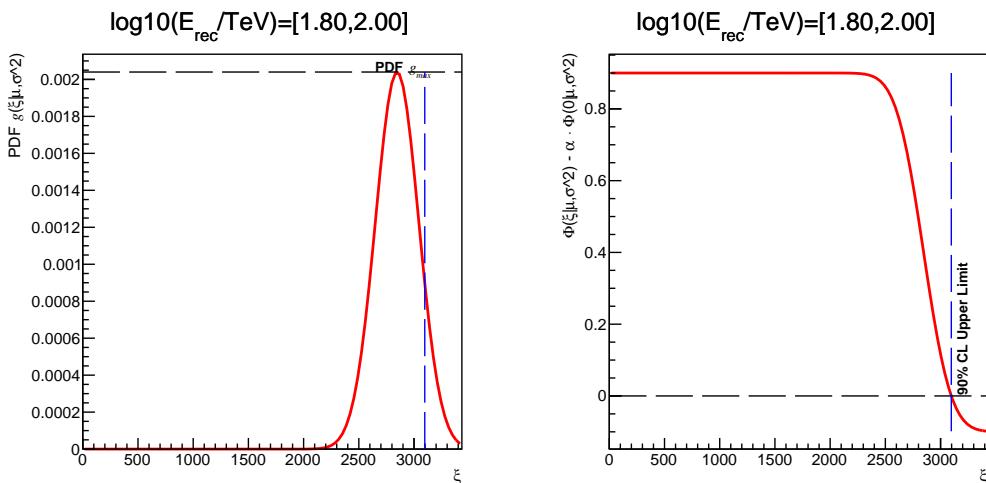


图5-12 左图展示了关于 $\xi$ 的概率密度分布函数(PDF)。右图展示了求解黑色线标识出构造函数 $f(\xi) = \Phi(\xi) - \alpha \cdot \Phi(0)$ 在 $\alpha = 0.1$ 时候对应的 $\xi_{\text{limit}}$ (蓝色实线)。

**Figure 5-12** The probability density function (PDF) is a function of  $\xi$  ( $\xi \geq 0$ ) where the black dash line denotes the maximum value in the left; The residual of  $\Phi(\xi_{\text{limit}})$  to  $\alpha \cdot \Phi(0)$  where the black dash line denotes the root of the residual when  $\alpha = 0$  in the right. The blue dash lines in both plots denote the solution of  $\xi_{\text{limit}}$  in 90% upper limit.

随着能量的增大，KM2A对宇宙线电子能谱的限制明显变强，在100 TeV处KM2A的轻子/强子鉴别能力达到最大，宇宙线背景的存活率 $\simeq 10^{-5.2}$ 。但是高于H.E.S.S.实验的外推结果。在 $[10^{2.0} \text{ TeV}, 10^{2.4} \text{ TeV}]$ 范围内，KM2A对电子/背景的区别能力逐渐达到最优水平，且对电子的有效接受度也处在满效率触发的能量段内，其90%置信上限逼近了H.E.S.S.实验测量外推的结果。

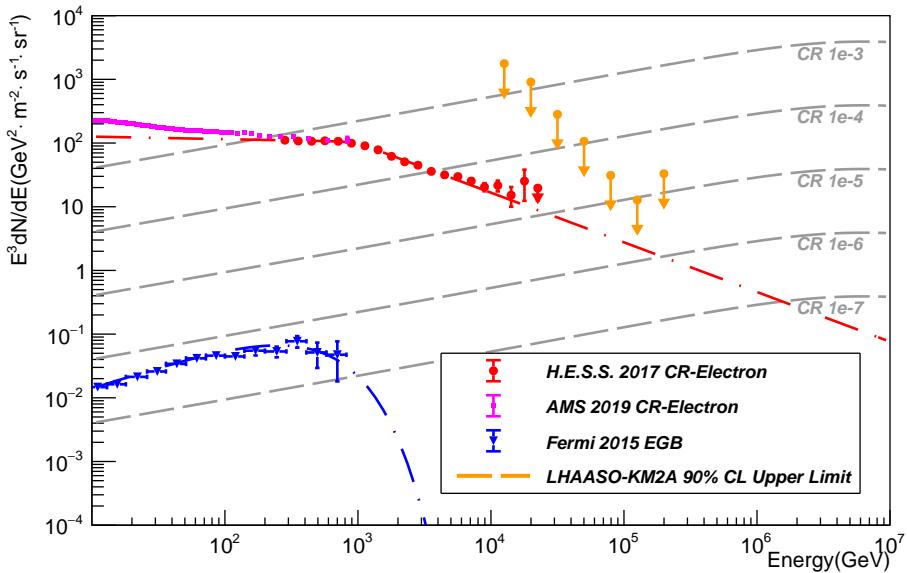


图 5-13 基于 LHAASO-KM2A 对宇宙线电子能谱测量结果的 90% 置信上限。

Figure 5-13 The LHAASO-KM2A 90% C.L. upper limit for cosmic-ray electron spectrum.

虽然说 H.E.S.S. 实验中 2016 年的 Kolitzus<sup>[102]</sup>, 2017 年的 Kerszberg<sup>[130]</sup>, 2018 年的 Karus<sup>[131]</sup> 在博士工作中用 BDT 方法区分宇宙线电子测量能量扩展至 20 TeV, 但不同的 BDT 测量报告会在 4 TeV 之上出现能谱的“抬头”(upturn)的趋势, 能谱指数硬化到约 -2.2。尽管在 3 TeV 以上, 空间实验里 DAMPE 实验<sup>[33]</sup> 和 CALET 实验<sup>[111]</sup> 数据的统计误差目前仍然较大, 仍然表明电子可能在 TeV 的高能段存在某种结构。

然而在 H.E.S.S. 实验看来, 这个特征并不显著  $0.8\sigma^{[131]}$ , 这个“抬头”的趋势有几种可能: 一是暗示了在 10 TeV 之上的潜在的天体源贡献; 二是也有可能是有事例污染: 宇宙线质子污染或者是伽马信号的污染。

质子污染是由于使用强相互作用模型模拟宇宙线质子, 产生的类电子(贫缪)事例数远少于真实预期, 导致高估了背景排除能力, 将观测数据中质子产生的类电子(贫缪)事例判定成了电子信号。H.E.S.S. 实验在几 TeV 之上的有效面积是恒定的, 模拟-2.7 的质子谱指数在重建之后得到了  $\sim -2.1$  能谱指数, 符合观测到的“抬头”趋势<sup>[131]</sup>。伽马信号则可以通过比较不同银纬的宇宙线电子能谱结果, 采用  $|b| > 12^\circ$  的选择条件显著减小了统计量, 在重新调整能量段以保证足够统计量之后, 观察到了和  $|b| > 7^\circ$  的选择条件一样的宇宙线能谱“抬头”趋势,<sup>[102]</sup>。

H.E.S.S. 实验分析结果指出了地面 IACT 对在 20 TeV 以下的宇宙线电子测量中的不确定性贡献来源于质子污染。本工作中利用 KM2A 给出宇宙线电子能谱在  $[10^{1.0} \text{ TeV}, 10^{2.4} \text{ TeV}]$  范围远高于 H.E.S.S. 实验测量外推, 同样是由于因为 KM2A 的鉴别能力不足, 无法区分宇宙线背景中的贫缪事例和真实宇宙线电子事例。再之, 强相互作用模型引入的系统不确定性主导了宇宙线背景的不确定性, 以至于不同的强相互作用模型对宇宙线电子超出的得到两个相斥的预期。在

将来 KM2A 提升了宇宙线背景鉴别能力，可能有助于减小强相互模型的不确定性，进而实现宇宙线电子能谱的测量。在后续分析里，仍需要同 H.E.S.S. 等地面 IACT 实验一样，继续讨论质子对宇宙线电子样本的污染，诸如宇宙线成分模型引入的系统误差对宇宙线电子能谱测量结果的影响。

#### 5.4 物理结果解释

在 2.2 节里我介绍了宇宙线电子的起源相关内容，宇宙线电子输运过程可以写成基于式 (2-5) 形式方程。基于 Kobayashi 的天体源临近源扩散模型<sup>[86]</sup>，是基于单一源含时球对称输运假设下的方程解，形式为  $Q(E)$  的电子注入天体源距离为  $r_s$  的地球得到的宇宙线电子能谱  $E^3 \frac{dN}{dE}$  可以写作：

$$\begin{aligned} E^3 \frac{dN}{dE} &= \frac{c}{4\pi} \cdot \left( \frac{E}{1000 \text{ GeV}} \right)^3 \cdot \frac{1}{(\pi \lambda^2)^{3/2}} \cdot [1 - b(E) \cdot E \cdot t(E)]^{-2} \\ &\times \exp \left\{ \frac{r_s^2}{\lambda^2} \right\} \cdot Q \left[ \frac{E}{1 - b(E) \cdot E \cdot t(E)} \right], \end{aligned} \quad (5-21)$$

其中  $\lambda$  是最可几传播距离 [见式 (2-18)]， $b(E)$  项是电子能损速度 [见式 (2-16)]， $t(E)$  是一个时间的函数是天体源的年龄  $t_{\text{age}}$  和冷却时标  $\tau(E)$  [见式 (2-17)] 的两者取小即  $t(E) = \min[t_{\text{age}}, \tau(E)]$ 。关于天体源的电子注入谱  $Q(E)$  [式见 (2-8)] 写作：

$$\begin{aligned} Q(E') &= Q_0 \cdot \left[ \frac{E}{\text{GeV}} \right]^{-\alpha} \exp \left\{ -\frac{E'}{E_{\text{cut}}} \right\} \\ E' &= \frac{E}{1 - b(E) \cdot E \cdot t(E)}, \end{aligned} \quad (5-22)$$

其中  $Q_0$  是注入谱系数， $\alpha$  是电子幂律谱指数， $E_{\text{cut}}$  是最大加速能量。根据表 2-2 整理临近 PWN 和 SNR，我利用了其中两个个天体源 (Vela Jr., Cygnus Loop) 的信息计算了它们可能贡献的宇宙线电子流强，结果如图 5-14 所示。H.E.S.S. 实验的观测结果排除了 Vela Jr. 的电子贡献，LHAASO 的观测结果目前没有在 H.E.S.S. 实验的观测结果基础之上排除其他临近天体源贡献，但是 LHAASO 在更高能段对宇宙线电子的测量结果可能限制了潜在的天体源贡献。两个天体源的参数信息和由多波段观测结果估计的电子注入谱参数整理在表格 5-2。

表 5-2 两个邻近源基本参数和由多波段观测估计的电子注入谱参数。

**Table 5-2 List of three promising nearby electron sources and inferred electron injection parameters based on the multi-wavelength observations.**

Sources	$L_{\text{obs}}$ (kpc)	$t_{\text{age}}$ (yr)	$Q_0 (\times 10^{49} \text{ GeV}^{-1})$	$\alpha$	$E_{\text{cut}}$ (TeV)	$\vec{B}(\mu G)$
Vela Jr.	0.3	1.13e5	9.6	2.23	25.4	-2.23
Cygnus Loop	0.54	1e5	10	1.99	-1.99	9.7

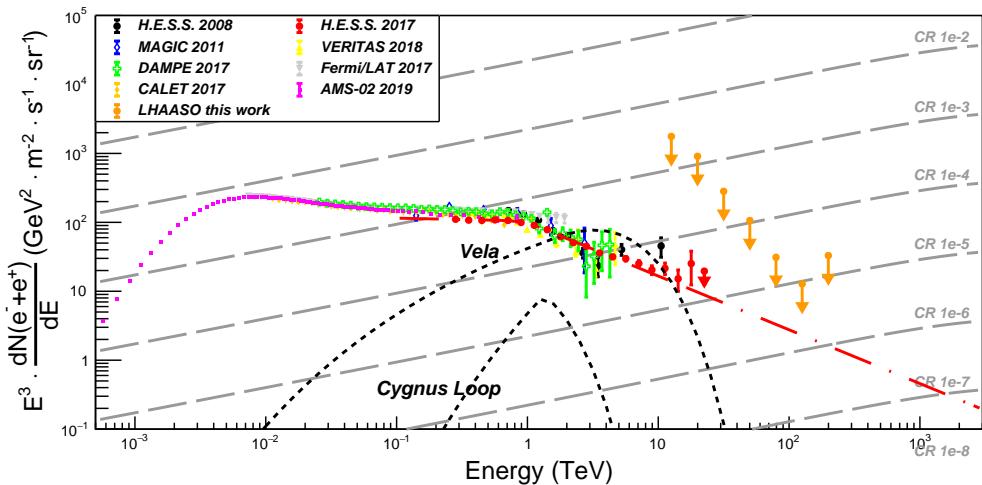


图 5-14 不同天体源贡献临近电子理论模型和实验观测结果中能谱的比较，纵坐标乘以能量的 3 次方以更好的展示宇宙线电子的能谱特征。

Figure 5-14 Comparison of theoretical predictions of electron emission models of different astrophysics sources with the observations from different experiments. The spectra have been multiplied by  $E^3$  to enhance the visibility of the spectral features.

## 5.5 小结

宇宙线模拟数据对实验性能研究和物理结果分析起了非常重要的作用，后续的测量结果也是基于模拟和实验是一致的大前提。高能宇宙线电子的数目远低于宇宙线背景数，而各家实验测得宇宙线能谱存在 10% 到 20% 的系统误差。当阵列的背景排除能力有限时，可能无法准确地给出观测到的电子数目，电子可能被宇宙线背景估计的不确定性所掩盖。因此，模拟和实验数据的比对是 LHAASO 测量宇宙线高能电子的关键。

在这一章里，我使用 KM2A 最新的能量重建公式减小能量估计偏差和分辨，也增大了宇宙线背景的模拟统计量，对 KM2A 全阵列的实验和模拟数据进行全面比对。比对结果表明当能量大于 10 TeV，模拟和实验事例数的差异小于 25%。此外，我还对宇宙线模拟数据和观测结果的鉴别参数  $R$  在 [-2,2] 的分布进行峰值对齐，以进一步减小模拟背景/观测结果的差异，但是仍然发现由于强相互作用模型引入的不确定度主导了宇宙线背景事例的估计过程。即使是在两个强相互作用模型仍然存在较大不确定性的条件下，出于保守估计，我根据观测数据作为背景数据，在对实验数据经过最优轻子/强子鉴别条件的筛选之后，通过 Helene 近似方法估计了宇宙线电子超出 90% 上限，最后得到了在 LHAASO-KM2A 在能量  $[10^{1.0} \text{ TeV}, 10^{2.4} \text{ TeV}]$  范围内对宇宙线电子的能谱 90% 置信上限。LHAASO 的观测结果目前没有在 H.E.S.S. 实验的观测结果基础之上排除其他临近天体源贡献，但是 LHAASO 在更高能段对宇宙线电子的测量结果可能限制了潜在的天体源贡献。

在 KM2A 对宇宙线电子能谱测量的工作里，由模拟/数据的不一致性和模拟

中强相互模型引入了相当大的不确定性。强相互作用模型的差异体现在 KM2A 对宇宙线事例测量中电磁粒子数  $N_e$  或缪子数  $N_\mu$  偏少的那一部分事例中，这部分事例模拟和实验有较大差异，但同时这部分事例也是宇宙线电子测量中体现 KM2A 轻子/强子鉴别能力的部分。在后续的工作里，讨论 KM2A 对宇宙线电子观测中轻子/强子鉴别能力的提升方法，可能有助于改善模拟/数据在鉴别参数  $R$  分布的不一致性。此外，在 KM2A 模拟部分仍应该围绕减小模拟/数据的不一致性，通过优化触发条件和触发模式，在保持探测器低阈能工作条件下探测器保持较高水平的一致性，并在 G4KM2A 实现对模拟程序的进一步完善阈值附近的触发模拟性能。



## 第 6 章 KM2A+WCDA 联合测量宇宙线电子方法研究

在上一章里我们评估了 LHAASO-KM2A 阵列对宇宙线电子的背景排除能力，给出了宇宙线电子能谱的置信上限。但是我们可以看到即使 KM2A 是目前百 TeV 范围内伽马天文领域内背景鉴别能力最强，灵敏度最好的探测器。面对宇宙线电子近-3.8 的软能谱指数，在数十 TeV 能段，KM2A 阵列鉴别能力存在近一个数量级的差距。

为了克服困难，我提出了一种方法利用 WCDA 阵列充当缪子计数器，对事例芯位落在 KM2A 阵列内的次级缪子含量进行测量，并且结果与 KM2A-MD 的测量结果相符。这也是首次通过使用未覆盖吸收介质的水切伦科夫探测器实现了逐个事例对次级缪子含量进行测量。利用 KM2A 对蟹状星云的观测的贫缪事例，在提供了额外近  $37,650 \text{ m}^2$  有效缪子探测面积的情况下，WCDA 帮助 KM2A 提高了轻子/强子鉴别能力，Q 因子得到了 1.62 倍的提升。

本章节的内容安排如下：第 6.1 节介绍运用了水切伦科夫探测技术的地面实验，以及相应的对缪子测量的手段，分析目前 WCDA 测量次级缪子的难点。

第 6.2 节基于 WCD 探测器单元模拟对电磁成分和缪子成分在簇射横向分布和探测器响应差异中的特性，提出一种利用无吸收介质覆盖的水切伦科夫探测器挑选缪子的方法。

第 6.3 节基于 WCDA 全阵列模拟评估该方法测量簇射远芯区的缪子成分的可行性和挑选性能。

第 6.4 节介绍我在 KM2A-WCDA 事例联合测量相同事例的工作结果，包括在实验/模拟上分别实现联合测量相同事例工作。

第 6.5 节我在实验数据中对比了 KM2A-MD 和 WCDA 之间的 EAS 中缪子含量。证实了通过 WCDA 可以为我们提供的额外缪子含量信息。并且利用这些额外信息，提高了 LHAASO 伽马/强子判别性能，并且用实验数据证实了我们的结论。

第 6.6 节对本章的工作进行小结。

### 6.1 水切伦科夫探测技术挑选缪子相关实验

近年来，许多广延大气簇射探测器阵列尝试利用水切伦科夫探测技术探测粒子，利用 PMT 收集带电粒子在水体中产生的切伦科夫光，来实现对粒子的测量目的。水切伦科夫探测器相比闪烁体、气体探测器等造价合理，能够实现大面积的粒子探测器覆盖。伽马天文实验中具有 MILAGRO 实验<sup>[233]</sup> 采用了一个占地  $4,800 \text{ m}^2$  和深度为 7.5 m 的水池。PMT 探测器采用双层设计，第一层放在水面下 1.5 m，第二层放在水面下 6 m 的位置。由于水本身就可以充当次级电磁粒子的吸收介质，第一层用来高效测量电磁成分，而第二层正好用来测量缪子

成分。这种设计预期有助于帮助 MILAGRO 实验<sup>[205]</sup> 做伽马/宇宙线成分区分。HAWC 实验<sup>[234]</sup> 是 MILAGRO 的后续实验，是一个由 300 个水切伦科夫探测器单元 (WCD 探测器单元) 组成的阵列，总覆盖面积达  $22,000\text{m}^2$ 。每个 WCD 探测器单元直径为 7.3 m，高 4 m，且配备了 1 个 10 英寸 PMT 和 3 个 8 英寸的 PMT 呈 “Y” 字形摆放。HAWC 采用了单层 PMT 的排布设计并被放置水池底部，没法像 MILAGRO 实验那样利用双层的设计测量缪子成分。但 HAWC 合作组提出了通过模拟研究 10 英寸和 8 英寸对电磁成分和缪子成分的信号时间差来直接统计次级粒子中的缪子成分<sup>[235]</sup>。

由于距离簇射中心的电磁成分的 punch-through 效应，具有类似设计的伽马天文实验站并不直接测量大气簇射中的缪子数。由于宇宙线核子引发的强子簇射存在领头粒子和核作用，与电磁簇射的对产生和电离过程相比，引入了更多的随机涨落，让横向分布不如电磁簇射分布那么均匀。所以，在无法直接测量次级缪子成分的情况下，伽马天文实验更倾向于使用基于描述横向发展分布函数 (Lateral distribution function, LDF) 相关的参数来区分伽马事例和宇宙线核子事例，例如 A4、Compactness 和 PINCness<sup>[236,237]</sup>。

为了能将次级缪子筛选出来，我们利用缪子具有较强的穿透能力，而电磁成分则很容易在介质中沉积能量的特性，选择在探测器上可以覆盖一定厚度的介质吸收次级电磁粒子，对次级缪子成分进行有效测量可以提高宇宙线成分区分的能力。位于南极的 IceCube 实验的表面探测器阵列 IceTop<sup>[204]</sup> 阵列用 162 个以冰为探测介质的探测器单元组成，探测器间距为 125 m。每个探测器单元的直径为 1.82 m，高 1.1 m 并且顶部常年覆盖有 2 m 后的积雪，气候条件正好提供了对电磁成分的吸收介质。此外，IceTop 还选择了远离簇射芯区的位置以避免电磁成分的 punch-through 效应，统计性地测量了距离簇射轴 [200 m, 1000 m] 的范围内的缪子数密度<sup>[238]</sup>。Pierre Auger Observatory 实验<sup>[239]</sup> 采用复合探测技术测量广延大气簇射中不同种类次级粒子的含量。采用水切伦科夫探测器探测电磁成分，在探测器周围的地下埋着一系列闪烁体探测器，用土壤作为吸收介质吸收次级电磁粒子，以得到较纯净的次级缪子信号<sup>[240]</sup>。Tibet AS $\gamma$ -III+MD<sup>[241]</sup> 部署了  $4500\text{ m}^2$  埋在 2.5m 深的土壤下的地下水切伦科夫探测器，并实现了逐事例地测量次级缪子含量，从而提高了伽马背景鉴别能力，并在 2019 年报告首次探测到了来自蟹状星云的数百 TeV 的宇宙伽马射线<sup>[242,243]</sup>。

对已经有配备缪子探测器的 LHAASO-KM2A 阵列而言，其受到缪子探测器覆盖率 (4.4%) 和探测器面积 ( $36\text{ m}^2$ ) 的限制。从图 6-1 中可以看到，在距离簇射轴 100 m 处宇宙线中的次级缪子数达到  $0.01/\text{m}^2$ ，而伽马射线中的次级缪子数约为  $5 \times 10^{-4}/\text{m}^2$ ，宇宙线的缪子数密度要比  $\gamma$  射线高出 2 个量级以上。在 100 TeV 伽马射线中，每个缪子探测器单元探测到的缪子数约为 0.04 个，对应 100 TeV 宇宙线在芯区附近单元探测器测量到的缪子数则只有 1.8 个左右。原初能量在 [10 TeV - 100 TeV] 的范围内，单位面积内次级缪子数密度更小，KM2A-MD 单元探测到的粒子数目会因为统计涨落而探测到“零缪事例”从而无法与伽马事例区分

开。有限的覆盖率可能让探测器对次级缪子的采样更加困难，这两者共同限制了 KM2A 在 10 TeV 到 100 TeV 范围内的宇宙线背景排除能力。

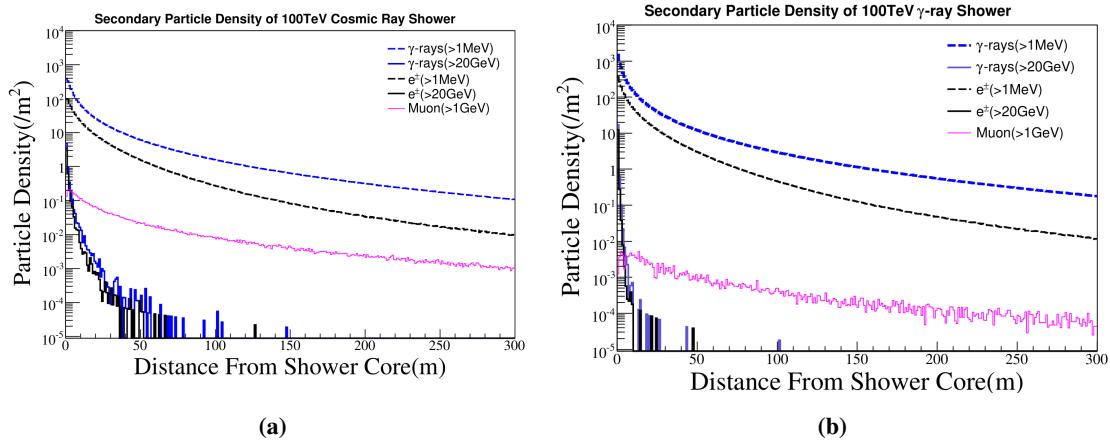


图 6-1 在大气深度为  $606 \text{ g/cm}^2$  的情况下 (a) 垂直入射的 100 TeV 宇宙线产生的次级粒子成份横向密度分布图 (b) 垂直入射的 100 TeV 伽马产生的次级粒子成份横向密度分布图。

Figure 6-1 At the depth of air  $606 \text{ g/cm}^2$  (a) The distribution of  $N_{pe}$  from EM particle decreased with the increase  $N_{pe}$ , and its distribution of incident energy. (b) The distribution of  $N_{pe}$  from cosmic muon decreased with the increase  $N_{pe}$ , and its distribution of incident energy.

注: 来自<sup>[244]</sup> 图 5.2

位于 LHAASO 中心的 WCDA 有着  $78,000 \text{ m}^2$  的探测器覆盖面积，总面积约为 MD 阵列的 1.8 倍。如果基于水切伦科夫技术开发的密排探测器的 WCDA 阵列可以来作为缪子探测器，它不仅可以弥补 KM2A 阵列中间缺失的区域，而且可以直接提高 KM2A 的缪子探测器有效面积的覆盖率。但是，WCDA 探测器与 MILAGRO 实验和 HAWC 实验类似，是专为伽马天文观测而设计的，WCDA 阵列表面没有吸收介质来过滤电磁粒子。由于电磁成分的 punch-through 效应存在，直接测量次级缪子成分将非常困难，所以需要提出新的挑选缪子方法。

## 6.2 缪子挑选方法

### 6.2.1 WCD 单元对次级粒子响应

要利用 WCDA 阵列挑选缪子，就需要先了解 WCD 探测器单元对各种次级粒子的响应情况，以及如何在一个 WCD 探测器中利用 PMT 对不同成分的信号响应差异做粒子挑选。图 6-2 展示了 WCDA-1 号水池中一个  $3 \times 3$  共 9 个 WCD 单元组成的小组中 8 英寸 PMT 对不同种类的探测器响应情况，其中包括电磁成分(伽马光子、正负电子)、缪子和强子(介子和重子)：

首先讨论 WCD 探测器单元对强子，重子(如质子/反质子或中子/反中子)随着入射能量的增加而线性增加，重子质量需要大于质子 ( $M_p = 938 \text{ MeV}$ )，在水

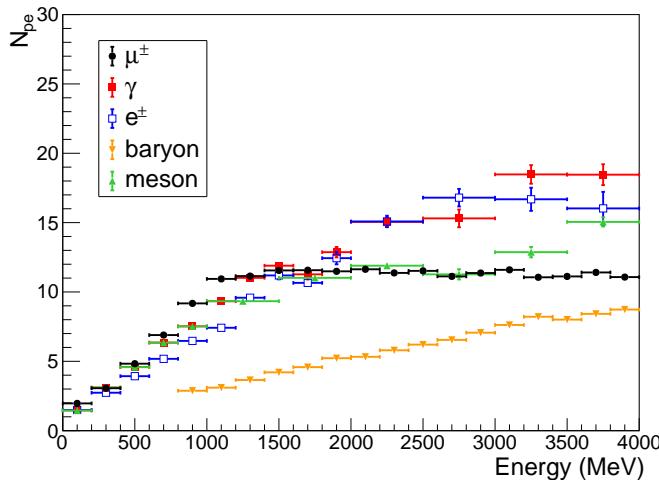


图 6-2 WCD 单元的 8 英寸 PMT 对不同种类的次级粒子响应情况。

Figure 6-2 Average response of a WCD with an 8-inch PMT to different EAS secondaries.

中主要发生韧致辐射伴随产生光电子很少，这表明水切伦科夫技术对强子探测不太敏感。而介子会在介质中迅速衰变成电子和伽马光子，产生相当高的光电子数。但是鉴于构成大气簇射次粒子中强子的存在有限，所以在之后的分析中我不再考虑 WCD 探测器对强子的响应情况。

接着来看电磁成分的行为：伽马光子和正负电子入射 WCD 单元探测器的水中后会在水的表面以下迅速通过电离能损和对产生过程产生小的簇射，然后将能量全部沉积在水里。由次正负电子产生的切伦科夫光与这些次粒子在水中沉积的总能量大致成正比入射粒子的能量。这种切伦科夫光然后被位于 WCD 单元底部中心的 8 英寸 PMT 收集。因此 WCD 对 EAS 电磁粒子起到的作用类似于一个量能器，而不是闪烁体探测器那样是计数探测器。具体而言，能量为 1 GeV 的伽马光子通常产生约 10 PE。相反，具有相同能量的正负电子产生大约 7 PE，相当于产量减少了 30%，这是由于同样能量的电磁粒子和空气中一样，有着更短的  $X_{\max}$ ，带电粒子在水里簇射发展的径迹更短导致了更少的切伦科夫光产额。从统计的角度上来看，落在 WCD 单元探测器里的电磁粒子需要携带 100 MeV 的能量，才能够探测到 1 PE 信号响应。但是由图 6-3a 所示次级电磁粒子通常具有约  $10^{1.6}(40)$  MeV 的能量，平均仅在 PMT 上产生 0.4 PE。因此实际中这些电磁粒子中相当一部分产生的切伦科夫光非常微弱，每个 WCD 可能是由多个次级电磁粒子累计产生的信号  $N_{pe}$ 。电磁粒子在 WCD 探测器单元中产生的光电子数分布 [40 PE, 400 PE] 范围内指数约为 -2.7 的幂律谱 (图 6-3c 中的拟合结果)，而在 [0, 400 PE] 范围内呈现出指数约为 -2.3 的幂律谱 (图 6-3e 中的拟合结果)，前者 PMT 对切伦科夫光响应饱和在水中电磁成分簇射会得到 -2.7 的指数，与符合 Gaisser<sup>[67]</sup> 的工作里的公式 (15.23) 推导结果。后者是因为 PMT 的对小信号的探测效率不饱和导致的能谱软化。当次级电磁粒子粒子数量较多时，特别是在簇射芯区的附近下，电磁成分的贡献可以非常多的光电子产额。

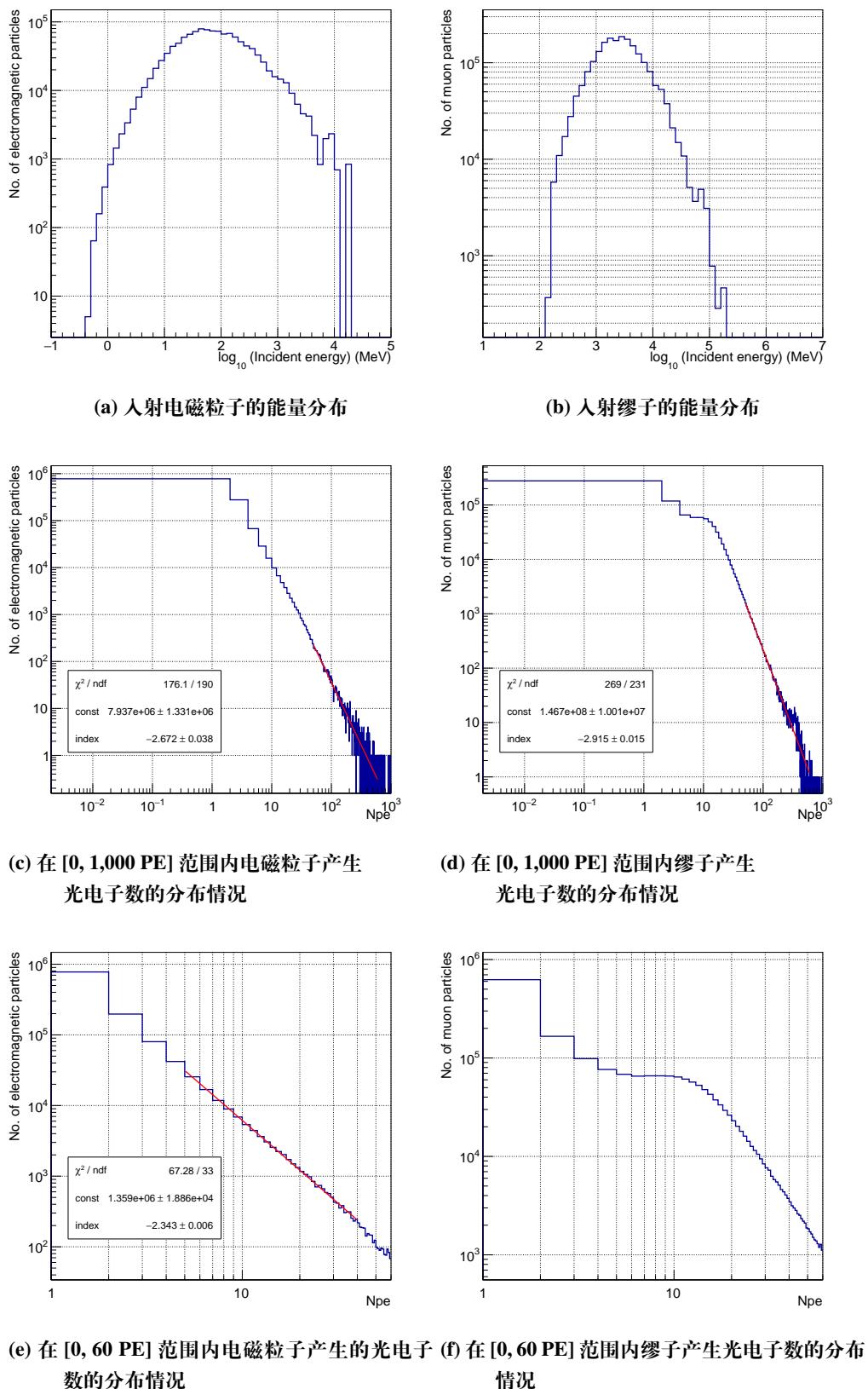


图 6-3 次级电磁粒子和缪子的入射能量和信号大小的分布情况。

Figure 6-3 The distributions of incident energy and  $N_{pe}$  from secondary EM particles and muons.

最后讨论缪子的行为：缪子在水中最小电离 (MIP, Minimum Ionization) 能量  $E_{\mu c} = 1,032 \text{ MeV}$ ，能损速率是  $\langle -\frac{dE}{dX} \rangle_{min} \simeq 2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ 。如果将能损速率当作定值，WCD 单元 4.5 m 水深可以让能量低于 1 GeV 的次级缪子将能量全部沉积在水中。因此，缪子穿过水体发出切伦科夫光，并被 PMT 收集产生光电子，该光电子数的平均值  $N_{pe}$  与入射次级缪子的能量成正比。根据图 6-3b 可知入射缪子的最可几能量在  $10^{0.4}(2.5) \text{ GeV}$ ，缪子的光电子产额在 [40 PE, 200 PE] 范围内指数约为-2.95(图 6-3d 拟合结果)，与附录 2.2 中推导的理论值相吻合。约在 400 PE 处出现一个信号峰，这个是由于光子直接穿过水体，并且击中了 PMT 表面的玻璃导致的，与 3 中的推导值接近。产生的信号小于 10 PE 的缪子大约占总数的 57%，与附录 4 中推导的理论值相吻合。在能量达到约 11 PE 后，平均  $N_{pe}$  不再随着缪子入射能量的增加而增加，这是因为能量超过 1 GeV 的缪子可以有效地穿透整个水从而在水中保持一个恒定的平均径迹长度。在大多数情况下，具有能量超过 1 GeV 的次级缪子穿透 WCD 单元内的水，产生的信号大约比具有约 10 MeV 能量的典型电磁次粒子产生的信号大约 100 倍。这种信号强度上的显著差异使 WCD 探测器单元能够有效地区分簇射中次级缪子和次级电磁粒子成为可能。

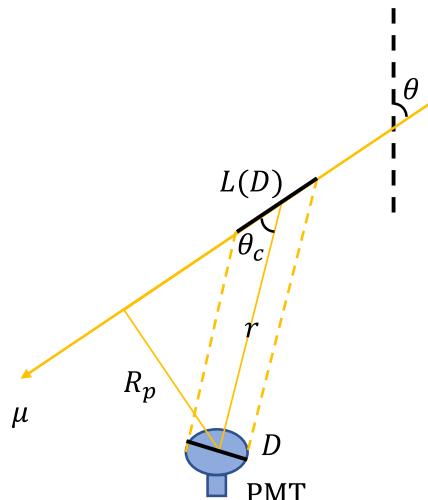


图 6-4 缪子径迹产生的切伦科夫光锥扫过 PMT 的示意图。

Figure 6-4 The schematic of a muon trajectory that sweeps by PMT.

接着我们需要理解缪子的  $N_{pe}$  信号在高于 1 GeV 后走平的行为和入射缪子的什么参数相关。在 KM2A-MD、Tibet AS $\gamma$ -MD 和 IceTop/IceCube 实验中部署的水切伦科夫探测器内部都安装了反射膜，可以让切伦科夫光在反射后被 PMT 接收，而且采用更大的宽高比的设计。这种探测器设计保证了 PMT 记录到的  $N_{pe}$  与容器内带电粒子的整个轨迹长度密切成正比，缪子入射几何对最终的测量结果影响很小。但是这样会导致时间分辨恶化，以至于无法应对伽马天文对瞬源探测的要求。随着能量超过 1 GeV 的缪子穿透水体，沿其缪子径迹以切伦科夫发射角  $\theta_c = 42^\circ$  成锥形发射切伦科夫光，如图 6-4 所示。可以发现 WCD 探测器单元仅捕获水中入射粒子发射的直接切伦科夫光，使 PMT 收集到的光电子信号

$N_{pe}$  和碰撞参数  $R_p$  高度相关。为了定量计算光电子信号  $N_{pe}$ , 假设 PMT 的形状为球形, 由 PMT 可以看到的切伦科夫光对应的缪子径迹用  $L$  表示, 正比于 PMT 的直径  $D$  可以写作:  $L \sim D / \sin \theta_c$ 。假设远离 PMT 的距离上  $R_p \gg D$ , 它在具有半径  $R_p$  的切伦科夫光锥内收集光子的比例 ( $\pi D^2 / 8\pi R_p D \sim D / 8R_p$ )。

考虑到缪子在水中单位长度的光切伦科夫光子数产额因子  $\frac{d}{dx} \left( \frac{dN}{dE} \right)$ , 可以对切伦科夫光的能量  $E$  积分得收集到的总光子数, 入射切伦科夫光子能量的下限和上限分别记为  $E_0$  和  $E_1$ , PMT 将光子转换为光电子的量子效率为  $Q(E)$ 。考虑水介质内的光吸收效应, 若  $\lambda_{att}(E)$  为水中切伦科夫光的衰减长度, 从缪子径迹到 PMT 距离切伦科夫光在水中平均传播距离为  $-R_p / (\sin \theta_c(E))$ , 则吸收衰减项可以写作  $e^{-R_p / (\sin \theta_c(E) \cdot \lambda_{att}(E))}$ 。WCD 单元收集到的缪子  $N_{pe}$  信号可以写成关于  $R_p$  的函数, 由径迹产生的总切伦科夫光子数产生项, PMT 几何因素项和光子传播衰减项组成:

$$N_{pe} = \int_{E_0}^{E_1} \frac{D}{\sin \theta_c(E)} \cdot \frac{D}{8R_p} \cdot e^{-R_p / (\sin \theta_c(E) \cdot \lambda_{att}(E))} \cdot Q(E) \frac{d}{dx} \left( \frac{dN}{dE} \right) dE, \quad (6-1)$$

我们假设上式 6-1 中的参数不存在显著的能量依赖的情况下, 可以将积分简化为:

$$N_{pe} \propto \frac{1}{R_p} \cdot e^{-R_p / (\sin \theta_c \cdot \lambda_{att})}. \quad (6-2)$$

我们发现缪子径迹几何参数  $R_p$  与 PMT 记录的信号强度  $N_{pe}$  高度相关, 成反函数关系并且受到 e 指数函数的压低。图 6-5 展示了模拟的次级缪子在 WCD 探测器单元内产生的光电子数  $N_{pe}$  与缪子径迹几何参数  $R_p$  的函数关系。

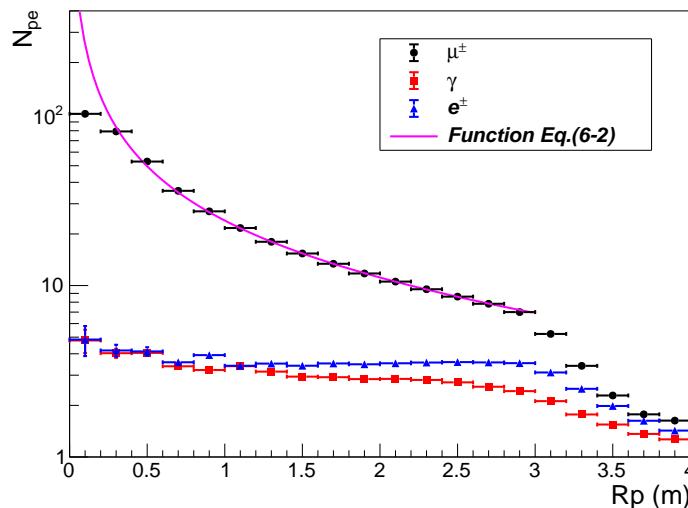


图 6-5 EAS 次级缪子产生的  $N_{pe}$  随碰撞半径  $R_p$  的变换, 拟合结果用洋红色实现画出。

Figure 6-5 The  $N_{pe}$  of EAS muons as a function of the impact parameter,  $R_p$ , from Monte Carlo simulation. The  $N_{pe}$  of electromagnetic secondaries are also plotted for reference. The fitting function based on Eq. 2 is plotted in magenta.

紫红色曲线拟合结果说明了在  $R_p$  位于 [0.3 m, 3.0 m] 宽大的范围内,  $N_{pe}$  与  $R_p$  的函数关系用 6-2 精确描述。通过式 6-2 导出的  $\lambda_{att}$  的拟合值 ( $21.2 \pm 0.4$  m) 与 20 m 的预设值显示出显著的一致性, 对应 WCDA 中水衰减长度的典型值<sup>[245]</sup>。在小的  $R_p$  处, 应考虑 PMT 的尺寸, 这里近似  $R_p \gg D$  不再成立。对于大多数  $R_p > 3$  m 的缪子, 它们的轨迹的一部分延伸超出了当前入射的 WCD 单元, 最后穿入相邻 WCD 单元导致  $N_{pe}$  较式 6-2 的预测更陡峭的下降。

根据缪子的入射几何不同,  $R_p$  值也不相同, 这让 PMT 收集到的光电子信号数  $N_{pe}$  值从几个到几十个不等, 所以在这一小节里面可以得出仅凭借 WCD 信号内不同种类次级粒子的  $N_{pe}$  信号数进行信号分类, 进而对次级缪子计数是不现实的。

### 6.2.2 缪子挑选方法

为了实现使用 WCD 探测器单元有效计数次级缪子, 必须解决两个主要问题: 第一个问题是簇射中的次级缪子入射几何参数  $R_p$  与 PMT 收集到的光电子信号数  $N_{pe}$  之间存在很大的波动性。第二个问题仍然是簇射中大量的电磁粒子由于 punch-through 效应污染的问题。

与 KM2A-MD 不同, WCD 探测器单元在没有铺设土壤吸收电磁粒子的情况下运行。值得注意的是, EAS 电磁粒子的平均能量水平明显低于 EAS 缪子, 导致电磁粒子产生的平均信号明显低于缪子。然而图 6-1 簇射中的电磁粒子数通常比缪子数高两个数量级。因此一个 WCD 探测器单元内的一堆电磁粒子产生光电子数  $N_{pe}$  比缪子产生的光电子数的典型值要更高。

我将测量簇射次级粒子数的区域放在了远离簇射芯位的区域, 因为电磁粒子的 Molière 半径小于缪子的 Molière 半径, 远离芯区的位置电磁粒子的密度显著降低, 并只触发了少数 WCD 探测器单元。因此远离芯区的着火的 WCD 探测器收集到的  $N_{pe}$  应该非常低。当缪子入射该区域的 WCD 探测器单元时, 与只有电磁成分贡献着火的 WCD 探测器单元相比, 会产生一个显著更大的  $N_{pe}$  信号。所以为了将缪子成分从被事例触发的 WCD 探测器单元中找出, 需要确定距离簇射轴  $r$  的地方, 电磁成分和缪子在 WCD 探测器信号会出现显著差异。

与采样型宇宙线大气簇射探测器阵列 (如 KM2A-MD 和 IceTop/IceCube) 不同, 伽马天文的水切伦科夫探测器阵列几乎都是密排的, 这会存在较大天顶角的入射缪子可能会穿过并点燃相邻的 WCD 探测器单元的可能性。通过简单的 MC 模拟不同入射天顶角  $3 \times 3$  WCD 单元小组正中间的 WCD 探测器以研究入射不同入射天顶角范围的次级缪子。模拟结果显示: 随着入射缪子的天顶角增加, 触发多个 WCD 单元的概率会增加。 $\theta \in [0, 20^\circ]$  为 17.33%,  $\theta \in [20, 35^\circ]$  为 21.12%,  $\theta \in [35, 50^\circ]$  为 39.87%。如果近似认为宇宙线引发的大气簇射前向性非常好, 入射缪子的方向与簇射方向一致。事例筛选条件需要选择天顶角小的准垂直事例以防止次级缪子以较大角度点燃多个 WCD 单元的情况。

为了应用上述构想, 需要一个估计量来表征距离簇射轴  $r$  的地方触发的

WCD 探测器单元的稀疏程度，并对不同的系数程度设置不同的  $N_{pe}$  信号阈值以筛选出缪子成分。对于位于距离簇射轴  $r$  的环带内的 WCD 探测器单元，由于电磁粒子的数密度远高于缪子数密度，所以我们假设 WCD 探测器单元探测器着火率几乎是由电磁成分触发，探测器触发率表达式如下：

$$R_{\text{trig}}(r) = \frac{N_{\text{trig}}(r)}{N_{\text{total}}(r)}, \quad (6-3)$$

其中  $N_{\text{trig}}(r)$  表示触发的 WCD 探测器单元的数目，而  $N_{\text{total}}(r)$  表示位于距离簇射轴  $r$  的环带内的所有 WCD 探测器单元的总数。在远离簇射芯区，电磁成分产生切伦科夫光子数量相对较低，WCD 从电磁成分贡献的  $N_{pe}$  大致符合泊松分布 (Poisson Distribution)，记为  $P_{\text{Poisson}}(N_{pe} = k, \widehat{N}_{pe})$ 。当一个 WCD 单元保持未着火的状态 ( $N_{pe}=0$ ) 时，该泊松分布的期望值  $\widehat{N}_{pe}$  可以通过以下方程使用触发比例进行计算：

$$P_{\text{Poisson}}(N_{pe} = 0, \widehat{N}_{pe}) = 1 - R_{\text{trig}}(r). \quad (6-4)$$

图 6-6 直观阐明了电磁成分引起的探测器着火率、泊松似然概率和期望值之间的相互作用。如黑线所示 (对应左边坐标轴)，电磁成分引起的探测器着火率  $R_{\text{trig}}$  随着  $N_{pe}$  期望值 ( $\widehat{N}_{pe}$ ) 的增加而增加；当在  $N_{pe}$  期望值为  $\widehat{N}_{pe}$  的距离上，一个 WCD 单元收集到  $N$  个光子时 ( $N = 0, 1, 2$ )，Poisson 似然概率  $P(\widehat{N}_{pe}|N)$  函数分别对应红线，蓝线和绿线 (对应右边坐标轴)。例如，当在距离簇射轴距离为  $r_0$  处的地方，统计着火的探测器个数计算得到了着火率为  $R_{\text{trig}} = 40\%$ ，根据式 6-4 可以反算出对应的每个 WCD 探测器单元内期望收集到的信号大小  $\widehat{N}_{pe}$  为 0.5 PE(参见图 6-6 中的黑线)。在  $\widehat{N}_{pe} = 0.5\text{PE}$  这种情况下，触发的 WCD 探测器单元最有可能记录到 1 PE 的信号，其概率是记录到 2 PE 信号的四倍。

相反，当 WCD 记录的信号显着高于  $\widehat{N}_{pe}$  时，这表明该信号很可能是由缪子穿过 WCD 探测器产生的大信号。因此，建立一个用  $N_{pe}$  的概率分布确定的 PE 阈值 (表示为  $N_{\text{th}}$ ) 来识别 WCD 作为潜在的缪子探测器是合理的。可以通过计算具有  $N_{pe}$  超过  $N_{\text{th}}$  的 WCD 来确定缪子的数量。为了在探测器普遍存在的电磁背景中确保合理的缪子选择纯度，只有那些出  $N_{pe}$  超过 Poisson 阈值 “ $5\sigma$ ” 的着火信号被归类为缪子候选信号 (muon candidate hit)：

$$\sum_{i=0}^{N_{\text{th}}} P_{\text{Poisson}}(N_{pe} = i, \widehat{N}_{pe}) < 1 - 3 \times 10^{-7} \quad (6-5)$$

图 6-7 以  $R_{\text{trig}}$  的函数形式提供了 PE 阈值的直观表示。随着  $R_{\text{trig}}$  的逐渐增加， $N_{\text{th}}$  的限制性变得更加显著。例如，当  $R_{\text{trig}} = 40\%$  时，PE 阈值设定为 7 PE。

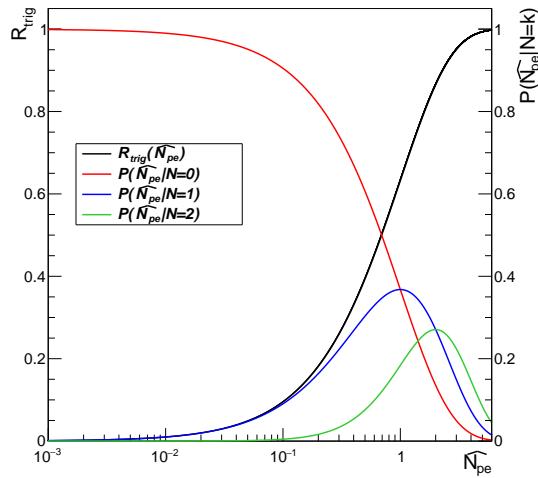


图 6-6 电磁成分引起的探测器着火率  $R_{\text{trig}}$ 、泊松似然概率  $P(\widehat{N}_{pe}|N)$  和期望值  $\widehat{N}_{pe}$  之间的相互关系。

Figure 6-6 The relationships between the Poisson likelihood probability  $P(\widehat{N}_{pe}|N)$  of collecting  $N$  PEs and expectation value  $\widehat{N}_{pe}$  and between the trigger ratio  $R_{\text{trig}}$  and  $\widehat{N}_{pe}$ .

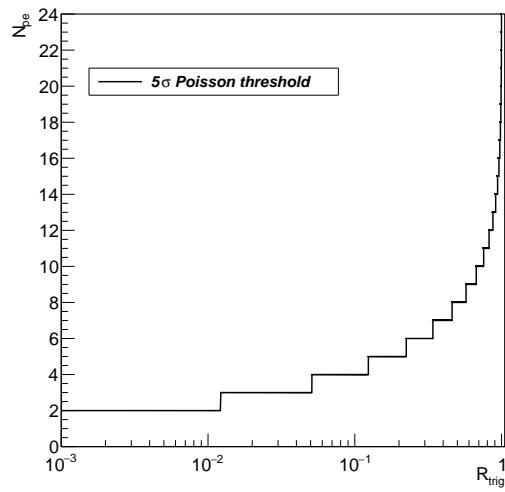


图 6-7 对 WCDA1 号水池而言， $N_{pe}$  的  $5\sigma$  Poisson 阈值限是关于  $R_{\text{trig}}$  的函数。

Figure 6-7 The  $5\sigma$  Poisson threshold for  $N_{pe}$  as a function of  $R_{\text{trig}}$  for WCDA Pond 1.

## 6.3 模拟验证缪子挑选性能

### 6.3.1 模拟数据集

为了评估上一节提出的缪子挑选方法，我使用了 WCDA 全阵列模拟数据集，一共模拟了能量范围在 [10 TeV, 100 TeV] 共  $2 \times 10^6$  个质子事例，并按照指数为 -2 的幂律分布对能量进行抽样。在一个以 LHAASO 中心  $1200\text{ m} \times 1200\text{ m}$  的正方形区域内均匀抽样真实芯位，天顶角抽样范围在  $[0, 50^\circ]$ 。数据筛选条件如下：

- 芯位落在距离 LHAAS 中心  $[250\text{ m}, 350\text{ m}]$  环带内的事例；
- 距离簇射轴在  $[180\text{ m}, 380\text{ m}]$  的环带中至少需要有 2,000 个 WCD 探测器单元以保证可以充分测量簇射。
- 天顶角严格小于  $20^\circ$ ，以排除簇射缪子在大天顶角下穿越多个 WCD 探测器单元的情况；
- 通过噪声过滤后，在距离簇射轴  $800\text{ m}$  范围内至少触发 50 个 WCD 的事例。

以  $20\text{ m}$  为间隔，计算在距离簇射轴  $[0, 800\text{ m}]$  范围内的 WCD 探测器的触发比  $R_{trig}$ 。随着距离簇射轴的增加，触发  $R_{trig}$  和期望值  $\widehat{N}_{pe}$  都会下降。在簇射芯位落距离 LHAAS 中心  $250\text{ m}$  至  $350\text{ m}$  环带内的模拟事例中，绝大多数情况下 WCDA 只能距离簇射轴  $150\text{ m}$  开外的位置测量簇射中的次级粒子。当到了距离簇射轴  $180\text{ m}$  之外时，WCD 探测器的触发率  $R_{trig}$  几乎都在 40% 以下了。

根据在 6.2.2 中的推导，距离簇射轴  $180\text{ m}$  可以认为足够远离芯位，可以忽略电磁粒子的 punch-through 效应，从 WCD 触发率计算而来很有可能每个触发的 WCD 可能收集到 1 PE。因此我划定利用距离簇射轴  $[180\text{ m}, 380\text{ m}]$  的范围在 WCDA 阵列内挑选因为缪子而触发的 WCD 探测器。

图 6-8 (a) 可视化的展示了 WCDA 阵列对宇宙线质子的簇射响应情况。在经过噪声过滤后 WCDA 阵列触发情况，测量到缪子贡献的光电子信号的 WCD 单元用红色十字标出，而 WCD 单元测量到的光电子只来自于电磁成分则用蓝色圆点标出。红色星号标记了重建芯位，黑色箭头表明了从俯视方向看重建簇射轴的方向。因为通常情况下，远离芯区的一个次级缪子在 WCD 贡献的  $N_{pe}$  远高于一个次级电磁粒子能产生的  $N_{pe}$ ，所以触发的 WCD 探测器收集到的光电子信号只有来自缪子贡献就会被判定为是“缪子击中信号”(“True Muon”), 而没有收集到缪子贡献  $N_{pe}$  的 WCD 探测器责备判定为是“电磁击中信号”(“EM content”)。由于强子簇射中相互作用具有随机性，产生的次级粒子也并非完全均匀分散，而是倾向于小范围成簇的聚集，在 WCDA 触发探测器的靶图中也可见一斑。距离簇射轴同样远的位置上，这些电磁粒子有可能在单个 WCD 探测器中可以产生超过 20.0 PE 的信号，也有可能产生少于 5.0 PE 的信号。簇射中的电磁成分成了主要影响挑选方法纯的来源，所以必须考虑电磁粒子的  $N_{pe}$  的波动。在读取了 CORSIKA 文件模拟的次级粒子入射 WCDA 探测器之前的分布情况后，电磁成分贡献大信号的 WCD 几乎都是由于多个电磁粒子同时落在同一个 WCD 单元探测器里。这种情况在簇射中普遍存在，可能代表了大气簇射中发生相互作用的本

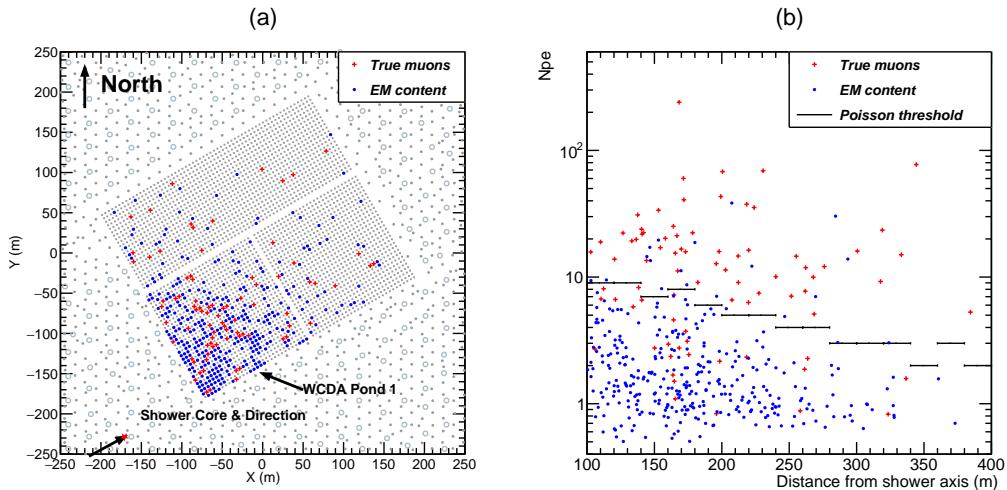


图 6-8 一个原初能量是 72.81 TeV 的质子模拟簇射事例。(a) 经过噪声过滤后，缪子和电磁粒子引起探测器着火情况。(b) 该事例 WCD 单元测量到的  $N_{pe}$  随着距离簇射轴距离变化的分布情况，黑色实线则是由利用环带上的着火比例计算出来的 Poisson 上限。

**Figure 6-8** A simulated proton-initiated shower event with a primary energy of 72.81 TeV. (a) Depicts the trigger pattern of WCDA hits post-noise-filtering, labeling the different contents. (b) Displays  $N_{pe}$  for WCD hits relative to the distance from the shower axis. The solid lines represent the Poisson threshold applied in this particular event based on the trigger ratio.

征性质。

至于图 6-8 (b) 触发的 WCD 单元探测器收集到的信号  $N_{pe}$  沿着簇射径向分布情况。随着距离簇射轴的增加，环带上的触发率下降，根据 Poisson 概率假设设置的信号阈值上限也随之减小。由于间距为 20 m 环带上的 WCD 的个数有限，在 [360 m, 380 m] 环带上的 WCD 探测器数目往往在 20 至 30 个之间浮动。每个环带的触发比也不可避免地因为总的探测器个数引入一定程度的波动。在根据 Poisson 概率假设设置的信号阈值挑选出“缪子击中信号”之外，同时在设置一个额外的 5.0 PE 的阈值，这个阈值一定程度上保护了挑选方法的纯度。

### 6.3.2 次级缪子特征信号

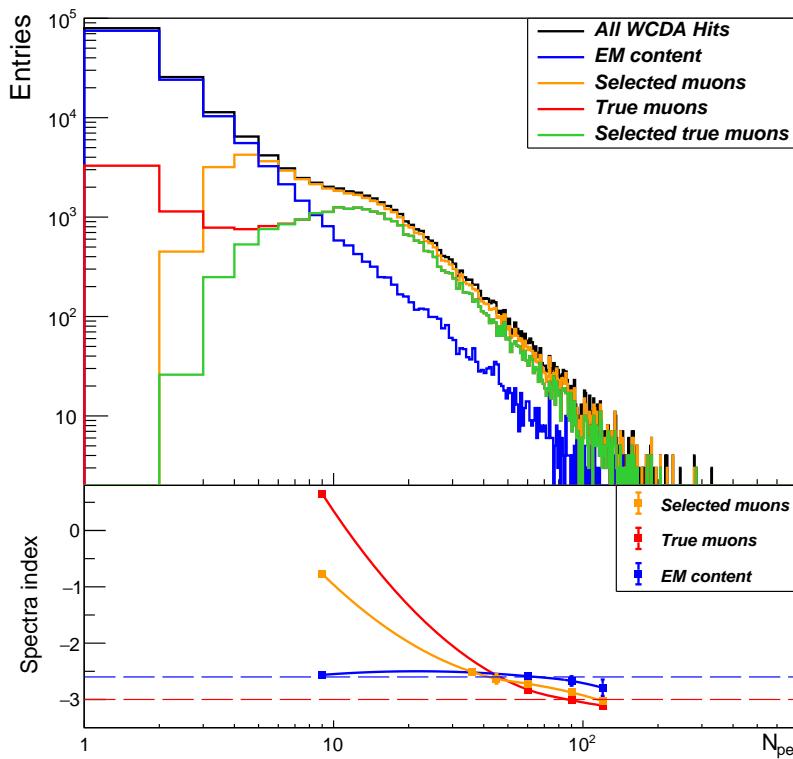
为了从整体统计角度解决这些观察到的特征，图 6-9a 展示了 WCDA 1 号水池对符合数据筛选条件的簇射里全部着火探测器的  $N_{pe}$  分布。水池中 WCD 单元中只由电磁成分贡献光电子用蓝色标出，WCD 单元中真的有缪子贡献光电子用红色标出，用前述缪子挑选方法选出的 WCD 单元，而黑色表明了所有信号分布情况。WCD 单元中真的有缪子贡献光电子同时也被挑出来的则用黄色标注出来。图 6-9b 则展示了 2 号水池和 3 号水池不同种类的次级粒子的  $N_{pe}$  信号分布情况。结果和 1 号水池类似，随着阈值  $N_{thre}$  的提高，纯度上升对缪子成分和电磁成分分别逼近-3 和-2.7 的幂律指数。任何缪子的  $N_{pe}$  贡献的 WCD 被称为“真缪子击中信号”，个数记为  $N_{true}$ 。而被选为缪子候选着火探测器的 WCD 被称为

“判定缪子击中信号”，个数记为  $N_{\text{sel}}$ 。同时属于这两个类别的 WCD 的数量被称为“判定正确的真缪子击中信号”，个数记为  $N_{\text{true,sel}}$ (也是上述的两个集合的交集)。

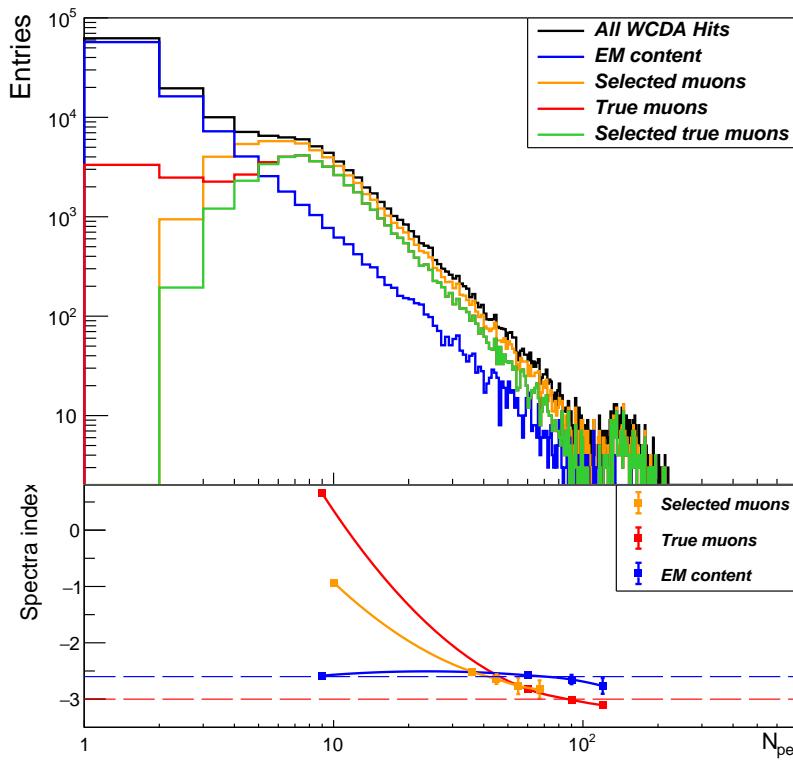
“真缪子击中信号”的  $N_{pe}$  分布呈现出几个峰值。这主要归因于次级缪子能量低于 1 GeV 无法穿过 WCD 探测器的水体或者这些缪子的入射几何参数大于 2.5 m, 这两个原因都会导致产生的切伦科夫光径迹无法被 PMT “完整地看见”。这些缪子大约占“真实缪子”的四分之一，与第 6.2.1 节中描述的 PMT 响应特性以及图 6-8 中观察到的模式一致。而 11 PE 左右的峰值则是由于 PMT “看”到了缪子在水中产生的切伦科夫光的“完整径迹”。“真缪子击中信号”信号的幂律谱指数随  $N_{pe}$  的增加而减小，最终稳定在 -3，这一行为符合对次级缪子与入射相关性质的理论预期。

与“真缪子击中信号”表现相反的是，“电磁击中信号”信号遵循一个指数为 -2.6 的幂律分布，表明“电磁击中信号”的污染在  $N_{pe}$  增加时迅速减少。“选定缪子”信号从 1 PE 或更高的起点开始，延伸到包括缪子含量的峰值范围，通常在 10 PE 及以上。值得注意的是，“选定缪子”和“真实缪子”在低于 10 PE 的信号分布之间存在明显的区别。这表明在 WCDA 环带上低触发率和小信号情况下，提出的缪子选择方法会将部分着火 WCD 探测器误判为“真缪子击中信号”。因此在处理小信号时，需要增加一个额外的筛选阈值以保证挑选缪子信号的纯度。

“判定缪子击中信号”的幂律谱指数也随  $N_{pe}$  的增加而减小。当  $N_{pe}$  超过 30 PE 时，该指数略大于“真缪子击中信号”的指数，但小于“电磁击中信号”的指数。这一观察结果意味着在大信号场景中，“判定缪子击中信号”分布中仍然存在来自电磁成分的污染，而且无法用信号大小这一信息做区分。



(a)



(b)

图 6-9 (a) WCDA-1 号水池情况; (b) WCDA-2 号水池情况。图片上半部分展示了不同种类的次级粒子的  $N_{pe}$  信号分布情况。图片下半部分展示了三种组分的幂律分布指数的变化，对缪子成分和电磁成分分别标出-3 和-2.6 的指数。

Figure 6-9 (a) WCDA Pond 1 result; (b) WCDA Pond 2 result. The top panel displays the  $N_{pe}$  distribution from various content categories. The reference power-law indices for the muon (red dashed line) and EM (blue dashed line) components are -3.0 and -2.6, respectively.

### 6.3.3 效率和纯度

为了定量评估缪子信号挑选方法的挑选性能，使用不同的额外筛选筛选阈值研究  $N_{th}$  阈值与挑选纯度 ( $\rho_S$ ) 的关系。为了描述在  $N_{th}$  阈值情况下 WCDA 对真实缪子的探测效率，也就是计算 WCDA 探测器当作缪子计数器对次级缪子的探测灵敏度，挑选纯度 ( $\rho_S$ ) 和检测效率 ( $\eta_D$ )：

$$\begin{aligned} \rho_S &= \frac{N_{\text{true},\text{sel}}(N_{pe} \geq N_{th})}{N_{\text{sel}}(N_{pe} \geq N_{th})} \\ \eta_D &= \frac{N_{\text{true},\text{sel}}(N_{pe} \geq N_{th})}{N_{\text{true}}} . \end{aligned} \quad (6-6)$$

如图 6-10 所示，我检验了 WCDA 对缪子探测效率和挑选纯度沿簇射径向的变化趋势，距离簇射轴 [180 m, 380 m] 区间内的纯度和效率的变化很小以至于可以在之后的分析中忽略。

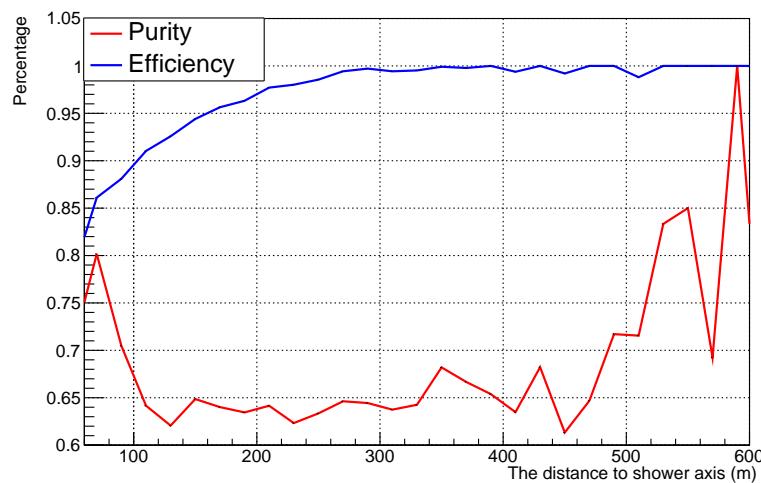


图 6-10 距离簇射轴不同距离下 WCDA 三个水池整体的缪子探测效率和挑选纯度的变化。

Figure 6-10 The detection efficiency and selection purity among WCDA varies from the distance to the shower axis.

因此，WCDA 作为缪子计数器的有效覆盖面积，表示为  $A_{\text{eff}}$ ，可以针对特定

的检测效率 ( $\eta_D$ ) 进行估算：

$$A_{\text{eff}} = \eta_D \cdot A_{\text{WCD}} \cdot N_{\text{WCD}} . \quad (6-7)$$

如表 6-1 所示，我检验了 WCDA 全阵列整体的探测效率和挑选纯度随着额外信号阈值的变化，随着额外信号阈值的升高，可以在牺牲一定效率的情况下获得更多的纯度增长。这表明今后可以根据不同的科学目标，来设置不同的效率和纯度的性能指标。例如：如果是次级缪子数密度测量，则可以提高阈值，保证缪子密度计算准确；如果是用于成分鉴别，则可以放低阈值牺牲一定的纯度，选出更多的候选“缪子击中信号”。即使是额外信号阈值设置到了 10 PE，电磁成分仍然引入了至少 20% 的污染。

**表 6-1 缪子挑选方法的挑选效率，挑选纯度和有效覆盖面积。**

**Table 6-1 The proposed muon selection method's efficiency, purity, and effective coverage area.**

$N_{\text{th}}$ (PEs)	$\eta_D$ (%)	$\rho_S$ (%)	$A_{\text{eff}}$ ( $\text{m}^2$ )
2.5	79.2	62.3	39,570
5.0	75.3	68.2	37,650
7.5	63.5	74.9	31,740
10.0	49.8	77.5	24,910

当讨论到逐个事例评估缪子挑选性能时，图 6-11 展示了  $N_{\text{sel}}$  和  $N_{\text{true}}$  之间的关系。 $N_{\text{sel}}$  略微超过  $N_{\text{true}}$ ，呈现出近乎线性的关系，相关系数达到了 0.94。值得注意的是，整体上  $N_{\text{sel}}$  比  $N_{\text{true}}$  的斜率为 0.98，这个因子与期望值 ( $\eta_D$  与  $\rho_S$  的比值  $75.3/68.2 \simeq 1.1$ ) 基本吻合，误差约 11.2% 在可以接受的范围内。如 3.1.1.2 节中所述，代表“真缪子击中信号”  $N_{\text{true}}$  一定程度上反映了宇宙线的真实能量。所以可以得出随着  $N_{\text{true}}$  的增加，宇宙线能量的升高， $N_{\text{sel}}$  和  $N_{\text{true}}$  之间的相对差异变小，当  $N_{\text{true}} = 10$  时为 11.1%，当  $N_{\text{true}} = 30$  时为 2.1%，当  $N_{\text{true}} = 50$  时为 3.7%。

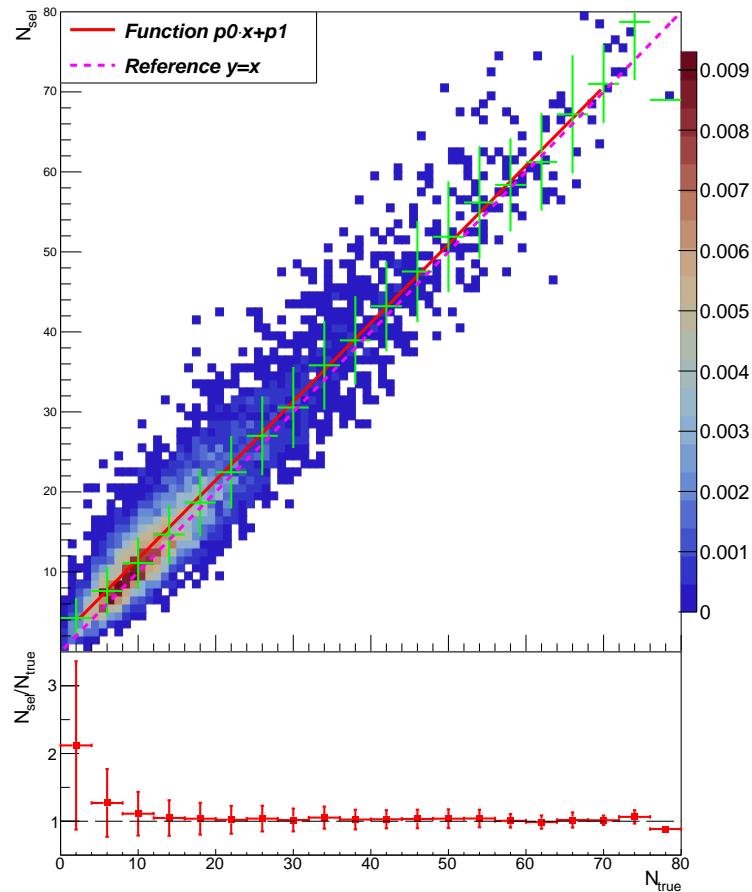


图 6-11 图片上半部分展示了用上述方法挑选出的候选缪子 WCD 数  $N_{\text{sel}}$  和真的有缪子贡献光电子的 WCD 数  $N_{\text{true}}$ 。图片下半部分展示了两个  $N_{\text{sel}}$  和  $N_{\text{true}}$  比值随  $N_{\text{true}}$  的变化关系。

**Figure 6-11** The top panel illustrates the distribution of  $N_{\text{sel}}$  and  $N_{\text{true}}$ , with a threshold exceeding 5.0 PEs, in simulated proton events in WCDA Pond 1. Green crosses denote the  $1\sigma$  standard deviation of  $N_{\text{sel}}$ . The bottom panel represents the ratio of  $N_{\text{sel}}$  to  $N_{\text{true}}$ .

## 6.4 KM2A-WCDA 联合测量实现

KM2A 全阵列已于 2021 年 7 月 20 日开始运行取数，WCDA 全阵列的三个水池在 2021 年 5 月 5 日也开始开始运行。对此进行了大量的数据质量检测工作，从几个关键指标上来看绝大部分的 ED, MD 和 WCD 探测器单元都工作正常。此外 KM2A 和 WCDA 的实验数据比对也在之前所提到各自对蟹状星云的观测中得到检验<sup>[135,208]</sup>。

KM2A 的 Decode 级别数据储存在“/eos/lhaaso/decode/km2a/”目录下，WCDA 的 Decode 级别数据则储存在“/eos/lhaaso/raw/wcda/”目录。KM2A 每天大概会存储约 2000 个 Decode 级别的数据文件，每个大概占用 1 GB 的空间，每天要消耗 2 TB 的储存资源。WCDA 每天则会储存 3000 个已经经过初级噪声过滤的文件，每个大概占用 2 GB 的空间，每天需要消耗 6 TB 左右的储存资源。

由于 KM2A 和 WCDA 的工作阈值能量不一样，探测器的触发率也不一样，所以两个阵列采用了不一样的数据获取系统 (Data Acquisition System, DAQ) 和触发模式 (Trigger Mode)<sup>[246,247]</sup>。尽管都采用了小白兔时钟系统，但是两者时钟系统并未合并，所以二者时间记录上存在一定差异，大约在 120 ns。

以全阵列 KM2A 为例，超过 20 个 ED 探测器着火会被判定触发了一个事例，并记录触发时间点前后各 5  $\mu$ s 内过阈的 ED 和 MD 探测器着火信息，事例触发率是 2.2 kHz。而 WCDA 则是将 WCD 探测器单元分成以  $6 \times 6$  的方形 Cluster 可供触发，符合触发条件之后记录触发时间点前 1  $\mu$ s 和触发时间点后 1  $\mu$ s 内过阈的 WCD 探测器，事例触发率是 65 kHz。

我分别统计了 KM2A 阵列和 WCDA 阵列在 2021 年 7 月 20 日至 2022 年 6 月 14 日之间，共 330 天的观测数据用于 KM2A-WCDA 实验事例匹配分析的事例质量检测。如图 6-12 所示，分别整理了 KM2A 和 WCDA 的每个文件的事例数，采集数据的时长以及事例率。

可以注意到在 2022 年 3 月 2 日到 2022 年 4 月 28 日，由于 KM2A 储存文件的方式做了改动，导致了个别文件的事例多了 3 倍，但是收集数据的时间变成了原来的 20 倍，从而导致了触发率跌至 0.3 kHz。其余时间 KM2A 的触发率稳定在 2.2 kHz 上。整体上 KM2A 在这段时间维持了稳定的运行状态。WCDA 的噪声过滤后的数据显示触发率为 15.5 kHz，这是由于 WCDA 采用了 DAQ 系统采集同一时间数据分别存储到两个文件中，让通过每个文件计算出来的触发率约为真实触发率的 1/2。整体上 WCDA 在这段时间也维持了稳定的运行状态。

### 6.4.1 KM2A-WCDA 实验事例匹配

实现 KM2A-WCDA 实验事例匹配最直接的方式就是从 KM2A 和 WCDA 两条独立的 DAQ 数据流上，按照时间顺序方法进行事例匹配，如图 6-13 所示。用蓝色矩形表示 KM2A 的 DAQ 系统收集的事例时间段，蓝色三角表示 KM2A 记录触发事例的时间点  $T_{\text{KM2A}}$ 。橙色矩形表示 WCDA 的 DAQ 系统收集的事例时间段，橙色三角表示 WCDA 记录触发事例的时间点  $T_{\text{WCDA}}$ 。图 6-13 底部展示

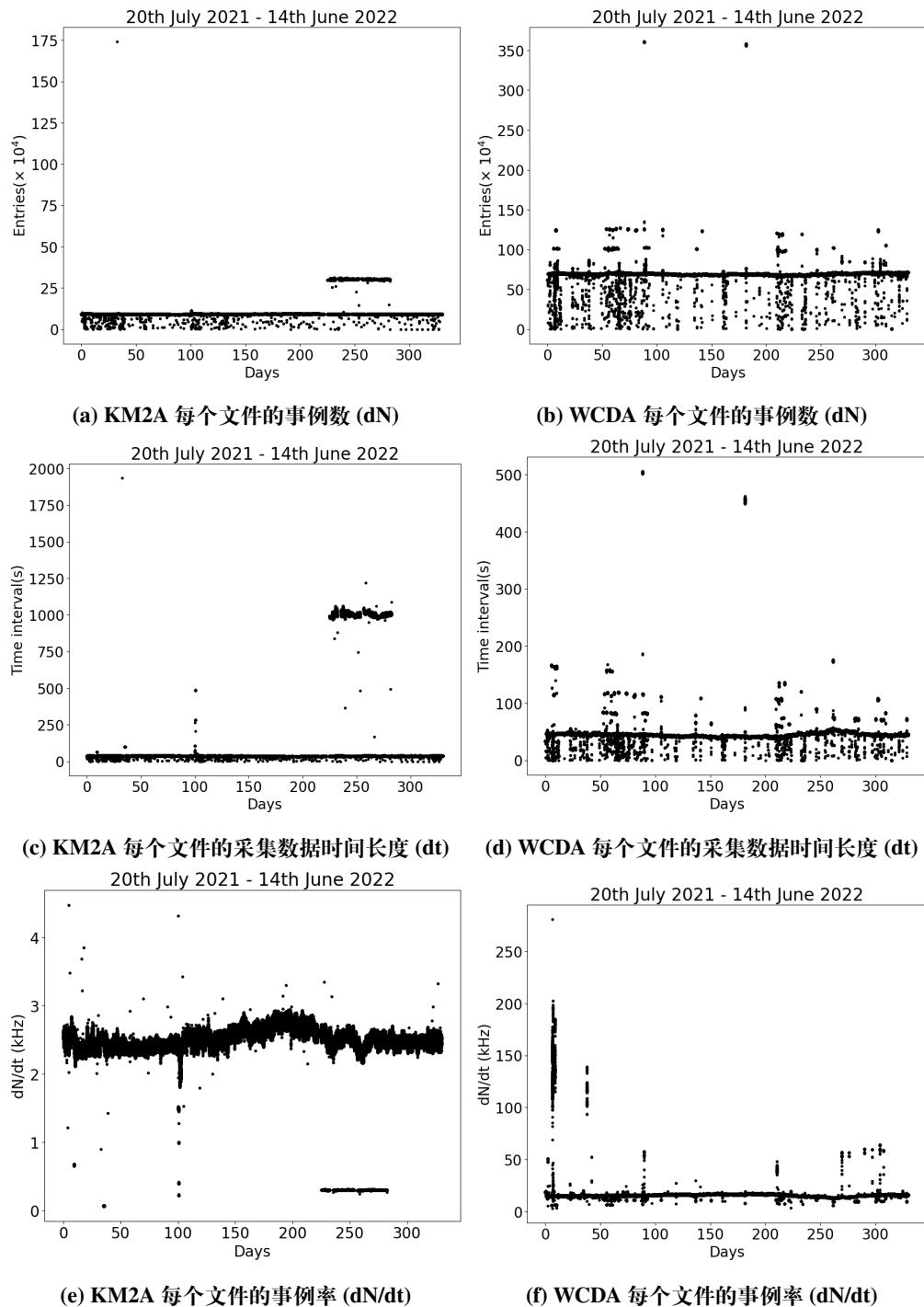


图 6-12 从 2021 年 7 月 21 日至 2022 年 6 月 14 日期间的 KM2A 和 WCDA 实验数据采集情况。

Figure 6-12 The Data collection of KM2A and WCDA from 20th July 2021 to 14th June 2022.

了两种匹配极限情形，就是 KM2A 事例和 WCDA 事例“头碰头”和“尾碰尾”的匹配方式可以恰好被判定为时间序列上是匹配事例。

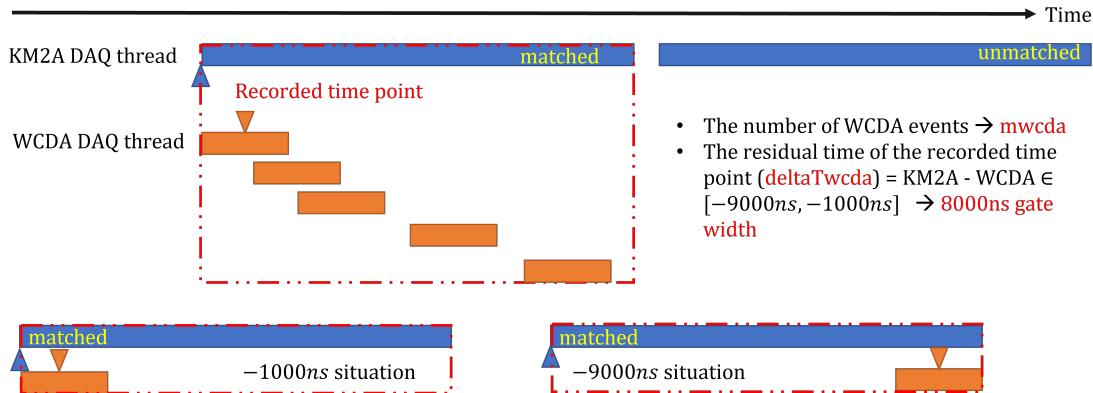


图 6-13 按照时间顺序方法进行 KM2A 和 WCDA 事例匹配流程示意图。

Figure 6-13 The sketch of the time-matching process between the KM2A and the WCDA events.

匹配事例有三个较为关键的参数用于衡量 KM2A-WCDA 事例匹配结果：

- KM2A 记录事例的时间点  $T_{\text{KM2A}}$  和 WCDA 记录事例的时间点  $T_{\text{WCDA}}$  之差 ( $\delta T_{\text{wcda}}$ )；
- KM2A 事例和 WCDA 事例的匹配率  $R$ ；
- KM2A 事例匹配 WCDA 事例的多重度 (mwcda)。

其中两个阵列的记录时间点之差为  $\delta T_{\text{wcda}} = T_{\text{KM2A}} - T_{\text{WCDA}}$ ，由于两个阵列记录触发时间点的方式存在区别，所以记录时间点之差的范围在 [-1000 ns, 9000 ns]。而 KM2A 事例和 WCDA 事例的匹配率我定义为：

$$R = N_{\text{matched}} / N_{\text{KM2A}}, \quad (6-8)$$

其中  $N_{\text{matched}}$  是与 WCDA 事例匹配了的 KM2A 事例数 (无论该 KM2A 事例重复匹配多少次都记为一次)， $N_{\text{KM2A}}$  是 KM2A 总事例数。图 6-14 展示了 330 天以来 KM2A 阵列逐个文件的事例匹配率情况。

监测的 330 天内事例匹配率可以保持在 60%。由于时间上的偶然符合情况存在，这个匹配率是略高于真实匹配事例数的。所以我们需要在 KM2A 事例筛选条件下研究匹配率，并后续优化至“KM2A 事例和 WCDA 事例一一匹配”的水平。KM2A 的事例筛选条件如下 (选择条件接近<sup>[135]</sup>)

- 重建芯位落在距离 LHAASO 中心 250 m 至 350 m 环带内的事例；
- 重建天顶角小于 50°
- 通过噪声过滤后，在距离簇射轴 200 m 范围内至少触发 10 个 ED 探测器的事例 ( $N_{\text{filtE}} > 10$ )。
- 重建能量大于 10 TeV。

下图 6-15 中 (a) 子图说明在上述 KM2A 的事例筛选条件下 KM2A 事例匹配 WCDA 事例的多重度 (mwcda) 分布情况，事例的匹配率下降至 57%，有约 40%

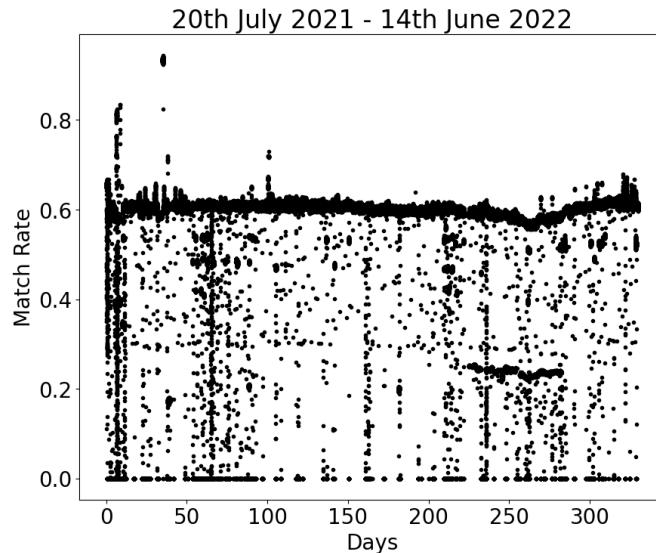


图 6-14 KM2A 逐个文件的事例匹配率。

Figure 6-14 The match rate per file of the KM2A.

的 KM2A 事例恰好匹配到了一个事例，约 17% 的 KM2A 事例匹配了两个或者更多的事例。所以需要设置更严格的筛选条件来压低多重度来实现一一匹配。

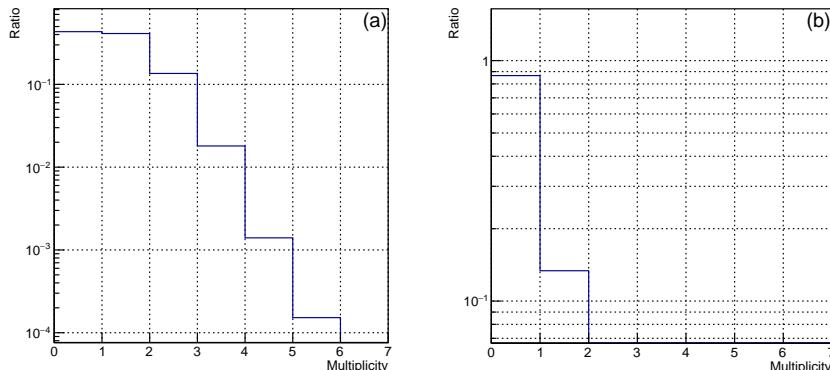


图 6-15 匹配多重度 (mwcda) 的分布情况。(a) 在 KM2A 事例筛选条件下匹配多重度的分布情况；(b) 在经过匹配事例筛选后，匹配多重度分布情况。

Figure 6-15 The distribution of multiplicity (mwcda). (a) The distribution of multiplicity after KM2A aperture selection; (b) The distribution of multiplicity after Event Match selection.

如果 KM2A 和 WCDA 确实观测到了同一个事例，那么最直观的方式是检查 KM2A 和 WCDA 对事例重建信息差异。由于筛选的事例重建芯位条件是在 KM2A 阵列内，利用 WCDA 和 KM2A 分别进行芯位和能量重建的结果差异可能会较大，只有重建方向差异较小。为了解决重建芯位上的差异经过下述追加筛选条件：

- KM2A 和 WCDA 事例的记录时间点之差小于 1000 ns( $|\delta T_{\text{wcda}}| < 1000 \text{ ns}$ )；
- WCDA 事例不是在 DAQ 系统中标记为后触发事例；

- WCDA 重建方向上通过噪声过滤后，在距离簇射轴 800 m 范围内至少触发 50 个 WCD 探测器的事例 ( $N_{\text{filtW}} > 50$ )；
- WCDA 重建方向和 KM2A 重建方向的角差小于  $4^\circ$ ；
- 着火 WCD 探测器投影至 KM2A 重建平面通过噪声过滤之后，在距离簇射轴 200 米范围内触发 WCD 探测器 ( $N_{\text{filtW}_K}$ ) 与  $N_{\text{filtW}}$  的相对差异小于 10%。

前两个数据质量筛选规定了时间窗口压低了时间上偶然符合。第三个在空间窗口上限制了事例符合条件，很大程度上压低了多重度。对 WCDA 全阵列模拟可以得知在真实能量 [10 TeV, 100 TeV] 的宇宙线芯位落在距离 LHAASO 中心 [250 m, 350m] 范围可以触发大约 50 多个 WCD 探测器。而且事例选择在距离 LHAASO 中心 [250 m, 350m] 范围内的事例，是相对靠近 WCDA 阵列而不是靠近 KM2A 外环。如果 KM2A 被触发，而 WCDA 触发 WCD 探测器不足 50，很可能是两个芯位不一样的事例在一个窄时间窗口上一起触发情况。最后两个条件限制是考虑到两个探测器公布的角分辨率信息，得到  $4^\circ$  角差的范围内保留了匹配事例里的 50%，相对差异  $\frac{|N_{\text{filtW}} - N_{\text{filtW}_K}|}{N_{\text{filtW}_K}} < 15\%$  也保证了 WCDA 和 KM2A 测量的事例时间，芯位位置以及重建方向信息一致，而且 ED,MD,WCD 三种着火探测器在同一个簇射事例前锋面上。这五个数据质量条件保证在筛选后多重性分布表现为 Bernoulli 分布，如图 6-15(b) 所示，KM2A 和 WCDA 事例一一匹配率约为 14%。

#### 6.4.1.1 触发 WCD 探测器在 KM2A 前锋面上投影

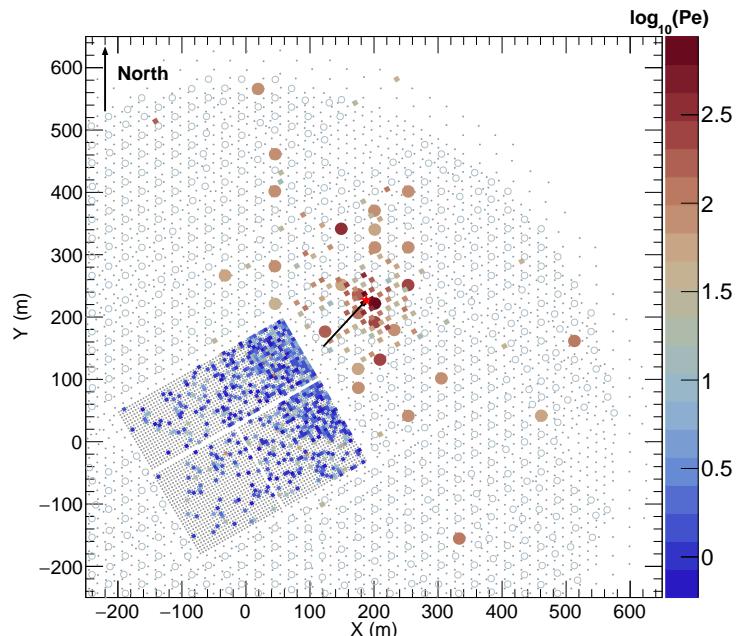
利用 KM2A-WCDA 联合测量广延大气簇射时数据筛选条件选定了芯位落在 KM2A 内，基于 KM2A 重建给出的簇射前锋面曲率 ( $\alpha = 0.035$ )、核心位置  $(x_c, y_c)$  和重建簇射轴方向  $(\theta_{rec}, \phi_{rec})$ ，按照式 3-22 计算 WCDA 击中的时间残差  $\delta t_i$ ，唯一需要确定的参数是簇射前锋面通过探测器坐标系原点的到达时间偏移  $t_0$ 。根据芯位重建方法，对 WCDA 中着火的 WCD 探测器投影至 KM2A 前锋面上两者前锋面对齐，所以着火 WCD 探测器在前锋面的时间残差  $dt$  应该在 0 附近并且约化时间残差平方和应该最小。

$$\chi^2_v = \arg \min_{t_0} \frac{1}{N_{hit}} \sum_{i=1}^{N_{hit}} dt_i^2 , \quad (6-9)$$

利用最小二乘法得到  $\chi^2_v$  的最小值，将  $t_0$  回带入式 3-22 得到 WCD 着火探测器在 KM2A 前锋面上的坐标向量。通过比较 KM2A 和 WCDA 之间的重建簇射信息，我排除了偶然符合的背景事例，并且让合并后的 KM2A 和 WCDA 实验数据最终满足一致的一对一匹配的簇射事例，如图 6-16 中所展示的那样。其中矩形代表了 WCDA 的探测器，在 KM2A 阵列中较大的圆形表示 KM2A-MD 阵列，较小的矩形表示 KM2A-ED 阵列。红色星号标记了重建芯位，黑色箭头表明了从俯视方向看重建簇射轴的方向。

为了说明 KM2A-WCDA 同时测量到了同一个事例，并且 KM2A 正确重建出

来了前锋面，WCDA中触发的探测器也被正确的投影到了前锋面上，我将这些信息作可视化处理后如图 6-17 所示。其中经过噪声过滤处理后，触发的 ED 探测器用黄色方块表示，MD 探测器用绿色圆圈表示，WCD 探测器用蓝色小圆点表示。上图是 KM2A-WCDA 触发探测器的分布靶图，我们可以发现在横向分布上电磁粒子衰减的速度比缪子衰减得更快，外圈零星触发的 ED 可能是由噪声触发导致的。中图绘制的是各种探测器信号大小  $N_{pe}$  沿着簇射径向分布情况，在距离簇射轴 [150 m, 400 m] 的位置都有 ED, MD 和 WCD 探测器着火。可以发现 ED 中探测到的电磁粒子成分收集到的信号大小  $N_{pe}$  随着距离的增加而减少，但是 MD 的缪子成分的信号大小  $N_{pe}$  随着距离的增加却基本保持稳定。从触发的 WCD 收集到的信号来看，仍然可以观察到大部分触发都堆积在 5 PE 之下，超过 10 PE 的占极少数，同样信号大小随着距离簇射轴距离的增加而减少。图中的黑色横线就是在 6.2 节里介绍的利用 Poisson 假设去设置的挑选 WCDA 阵列中的缪子信号的阈值。下图则绘制了前锋面沿着簇射径向分布情况，可以看出不同探测器的时间残差都集中在前锋面附近 [0, 50 ns] 的范围内。KM2A 和 WCDA 阵列对同一个探测器测量得到的前锋面对齐说明，我在一定程度上在 KM2A-WCDA 事例匹配后完成了联合观测同一个事例的功能。



**图 6-16** 一个重建能量为 46 TeV 实验观测事例，展示了经过噪声过滤之后 KM2A 和 WCDA 的着火探测器的俯视图。

**Figure 6-16** A shower event was observed with reconstructed energy of 46 TeV, revealing the triggered pattern of hits from both KM2A and WCDA following the noise-filtering process.

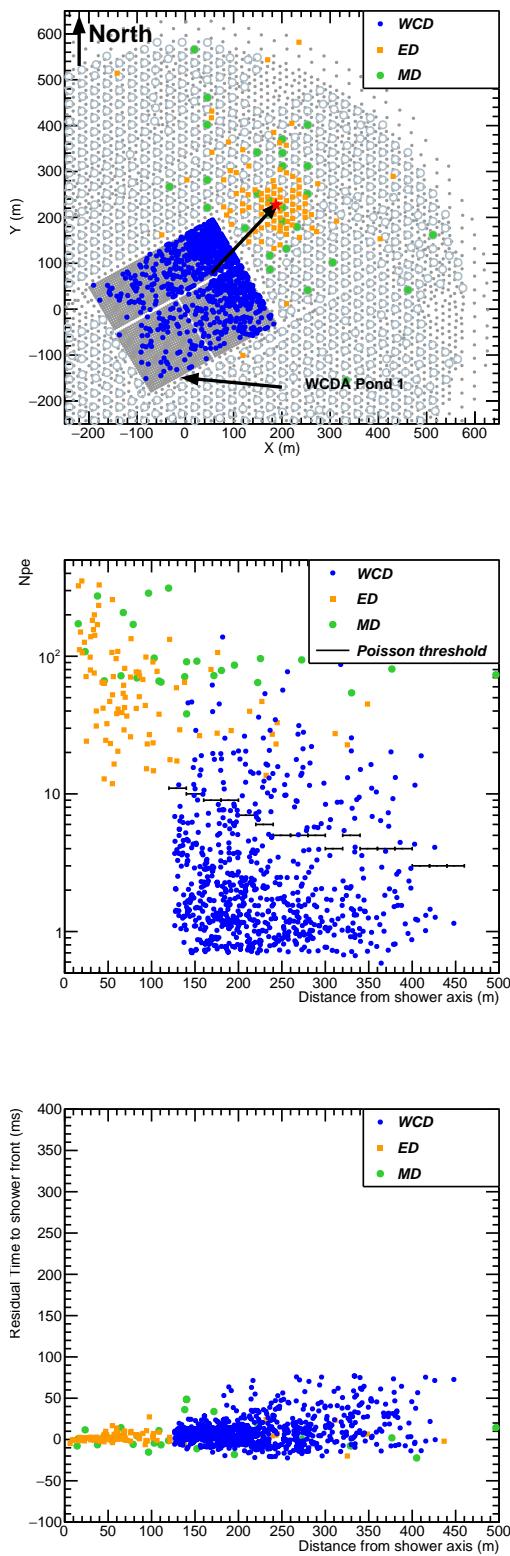


图 6-17 一个重建能量为 46 TeV 实验观测事例。上图：不同组分在 LHAASO 中的靶图，中图： $N_{pe}$  沿着簇射径向分布情况；下图：相对前峰面时间残差沿着簇射径向分布。

Figure 6-17 A shower event was observed with a reconstructed energy of 46 TeV. Top: the Pattern of the event with the different components; Mid: the  $N_{pe}$  response in different detectors along the shower axis; Bottom: the time residual to the shower front along the shower axis.

### 6.4.2 KM2A-WCDA事例联合模拟

自LHAASO全阵列运行以来，合作组内还没有实现KM2A-WCDA全模拟的联合模拟程序，只有快速模拟的联合模拟程序。于是我在基于G4KM2A(2.2)和G4WCDA(4.1n)的基础上将两者实现了联合观测模拟程序，程序架构如下图所示：

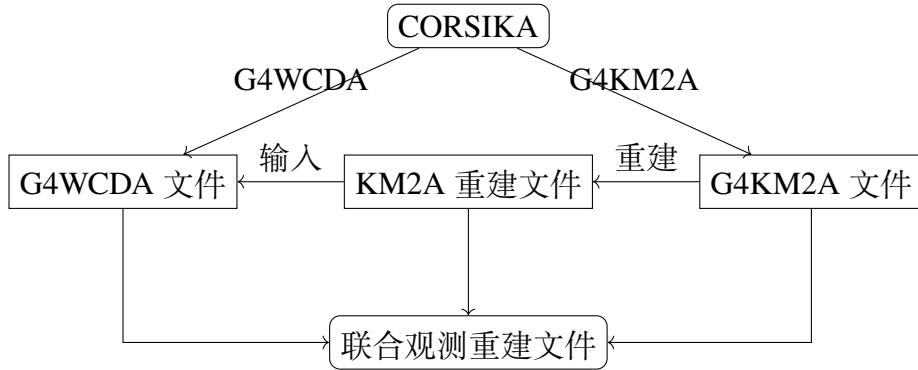


图 6-18 KM2A-WCDA 联合观测模拟程序流程示意图。

Figure 6-18 The KM2A-WCDA Synergy Observation Simulation Procedure.

先利用 G4KM2A 对 CORSIKA 模拟的簇射文件进行探测器响应的模拟，将在 G4KM2A 中抽样的真实芯位，方向，事例编号投入 G4WCDA 中经过探测器响应的模拟。最后将 KM2A 重建文件，G4KM2A 文件和 G4WCDA 文件合并起来，并且完成在 6.4.1.1 节中的触发 WCD 探测器投影前锋面的工作。由于模拟事例由事例编号可以溯源一定是一一对应，但为了保证事例筛选条件在模拟和实验中一致，仍采用 6.4.1 中介绍的。下图 6-19 展示了两个 KM2A-WCDA 联合模拟的事例在 ED, MD, WCD 三种探测器上收集到的不同信号  $N_{pe}$  大小，并用颜色条标识出来。虽然 ED 和 MD 属于计数型探测器，但是仍然是由信号  $N_{pe}$  转换成粒子数的，所以仍然用信号大小表示。其中灰色小点用来表示 ED 探测器，蓝色小圈表示 MD 探测器，灰色矩形表示 WCD 探测器。红色星号表示真实投点位置，黑色箭头表示真实投点方向。可以大致看出着火探测器因为存在入射角度整体呈现出椭圆形的分布情况，同时也因为入射粒子是质子具有强子级联中随机涨落引入的分布不均匀的情况。

为了说明 KM2A-WCDA 联合模拟的工作正确找到了前锋面并且记录下次级粒子的信息，我将这些信息作可视化处理后如图 6-20 所示，上下两图分别对应 6-19 中的两个事例。其中经过噪声过滤处理后，触发的 ED 探测器用黄色方块表示，MD 探测器用绿色圆圈表示，WCD 中有缪子贡献的部分用红色十字表示，WCD 中没有缪子贡献（几乎是电磁贡献）的部分用蓝色小圆点表示。上图的图绘制的是把图，我们可以发现横向分布上电磁粒子衰减的速度比缪子衰减得更快。中图绘制的是各种探测器信号大小  $N_{pe}$  沿着簇射径向分布情况，可以发现 ED 和 WCD 中探测到的电磁粒子成分收集到的信号大小  $N_{pe}$  随着距离的增加而减少，但是 MD 和 WCD 中探测到的缪子成分的信号大小  $N_{pe}$  随着距离的增加

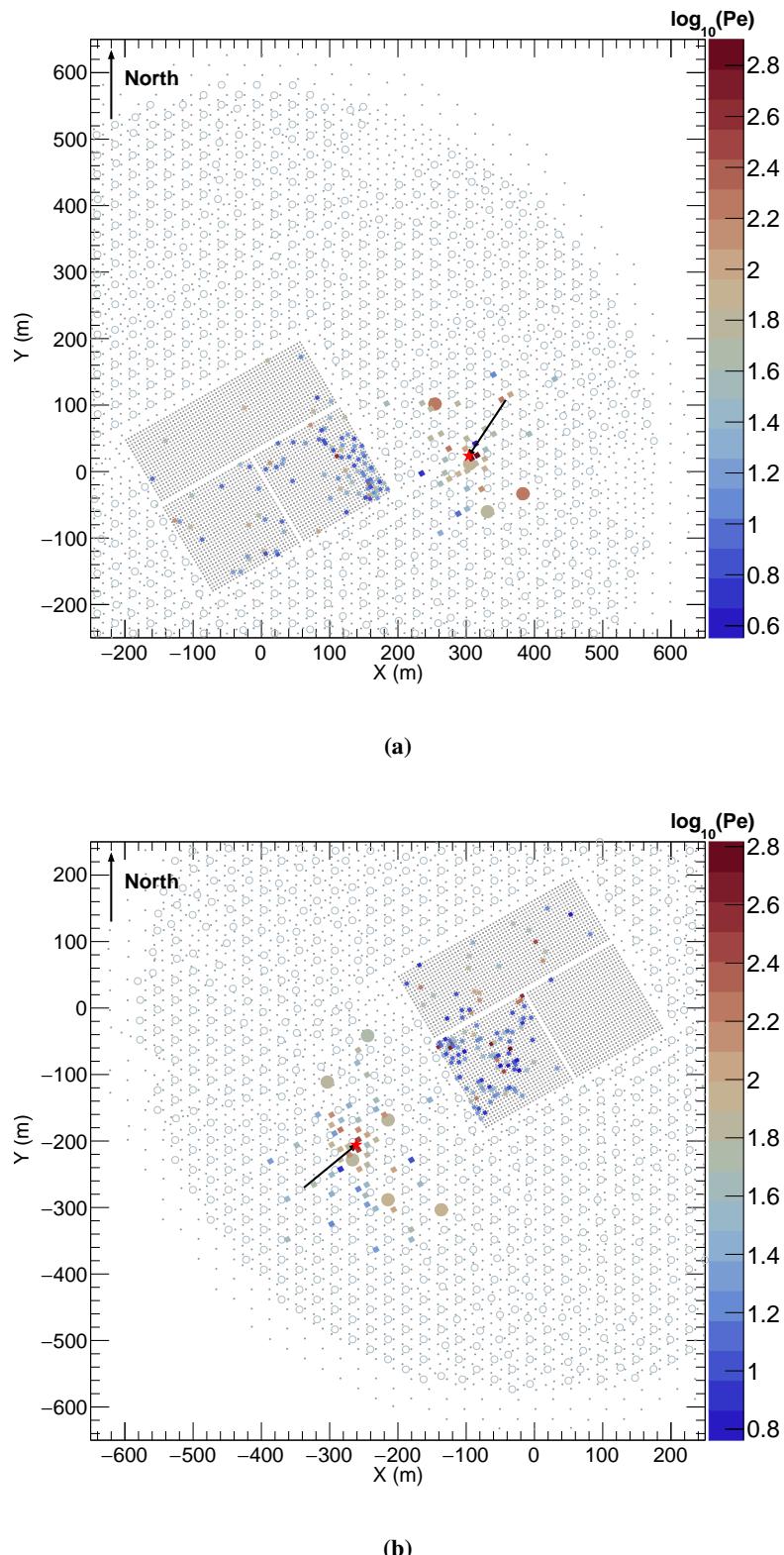


图 6-19 (a) 原初能量为 26.1 TeV 的质子事例，重建能量为 14.8 TeV 的 LHAASO 靶图；(b) 原初能量为 28.5 TeV 的质子事例，重建能量为 20.4 TeV 的 LHAASO 靶图。

Figure 6-19 (a) A simulated proton event with reconstructed energy of 14.8 TeV with primary energy of 26.1 TeV (b) A simulated proton event with reconstructed energy of 20.4 TeV with primary energy of 28.5 TeV

却基本保持稳定。黑色横线就是利用 6.2 节中的缪子挑选方法设置的挑选 WCDA 阵列中的缪子信号的阈值，可以直观地看出由于缪子在 WCD 单元中产生的信号较大，该方法可以较为有效的区分 WCDA 中的缪子击中的探测器单元。下图则绘制了前锋面沿着簇射径向分布情况，可以看出不同组分的都紧凑地聚集在前锋面附近 [0, 50 ns] 的范围内。而且随着距离簇射轴距离的增大，前锋面的厚度在变宽。

KM2A 和 WCDA 阵列对同一个探测器测量得到的前锋面对齐说明，我在一定程度上实现了 KM2A-WCDA 事例联合模拟程序的功能。目前 G4WCDA 更新版本 (version progfe) 已经不再支持记录每个 WCD 中收集到的 PE 贡献来自于何种次级粒子。KM2A-WCDA 一对一事例实验数据匹配上数据质量筛选条件优化方案仍有待研究；模拟程序待提交至合作组内进行审核和大规模模拟进行后续的模拟性能评估。合作组内 KM2A-WCDA 联合测量 (模拟) 的工作需要基于 G4KM2A(version 4.1n+4.3w) 上开出分支继续加强合作开展下去。

## 6.5 实验检验缪子挑选方法

在 6.3 节里面利用 WCDA 全阵列模拟评估了基于 Poisson 概率给出的信号阈值利用 WCDA 挑选缪子的性能。在 6.4 节里我介绍了自己在从事 KM2A-WCDA 阵列联合测量同一事例的工作，目前可以利用实验数据匹配得到一一匹配的事例，KM2A 在重建能量  $> 10 \text{ TeV}$  可以实现约 14% 的匹配率。现在 LHAASO 实验内有 KM2A-MD 阵列和 WCDA 阵列能够同时测量同一个宇宙线事例在横向分布上缪子成分的含量，所以可以将它们的测量结果拿出来比对。要比对 KM2A-MD 阵列和 WCDA 阵列次级缪子数存在两个困难：其一是簇射投射在 KM2A 阵列内和 WCDA 阵列内的面积不一样，所以计算出来的缪子数不具有可比性。其二是缪子数密度随着簇射径向分布会变化，需要逐环带处理。

为了将两者测量到的缪子成分具有可比性，我采取了基于 KM2A 测量到的缪子信息推断出的该环带内 WCD 探测器单元应该探测到的缪子数预期数目的思路，可以实现在相同测量面积上比较 KM2A 和 WCDA 测量到的缪子数目信息。为了方便解释对比的方法，我将在下面介绍对一个环带的数据处理流程：

首先，需要根据在 KM2A 中收集的宇宙线子数量 ( $N_{\mu, \text{MD}}$ ) 推断单个 WCD 单元中的预期缪子数 ( $\hat{N}_{\mu}$ )。

$$\hat{N}_{\mu} = \frac{N_{\mu, \text{MD}}}{A_{\text{MD}} \cdot N_{\text{MD}}} \cdot A_{\text{WCD}}, \quad (6-10)$$

其中  $A_{\text{WCD}} = 25 \text{ m}^2$  和  $A_{\text{MD}} = 36 \text{ m}^2$  分别是 WCD 和 MD 的面积， $N_{\text{MD}}$  是位于每个环带内的 MD 数。因为每个 WCD 探测器测量到的缪子个数服从 Poisson 分布，单个 WCD 单元中的预期缪子数 ( $\hat{N}_{\mu}$ )，所以可以得到一个 WCD 单元测量不到信号的概率为  $P_{\text{Poisson}}(N_{pe} = 0, \hat{N}_{\mu})$ ，然后利用互补事件得到一个 WCD 测量到缪子信号的概率为  $P_C = 1 - P_{\text{Poisson}}(N_{pe} = 0, \hat{N}_{\mu})$ 。

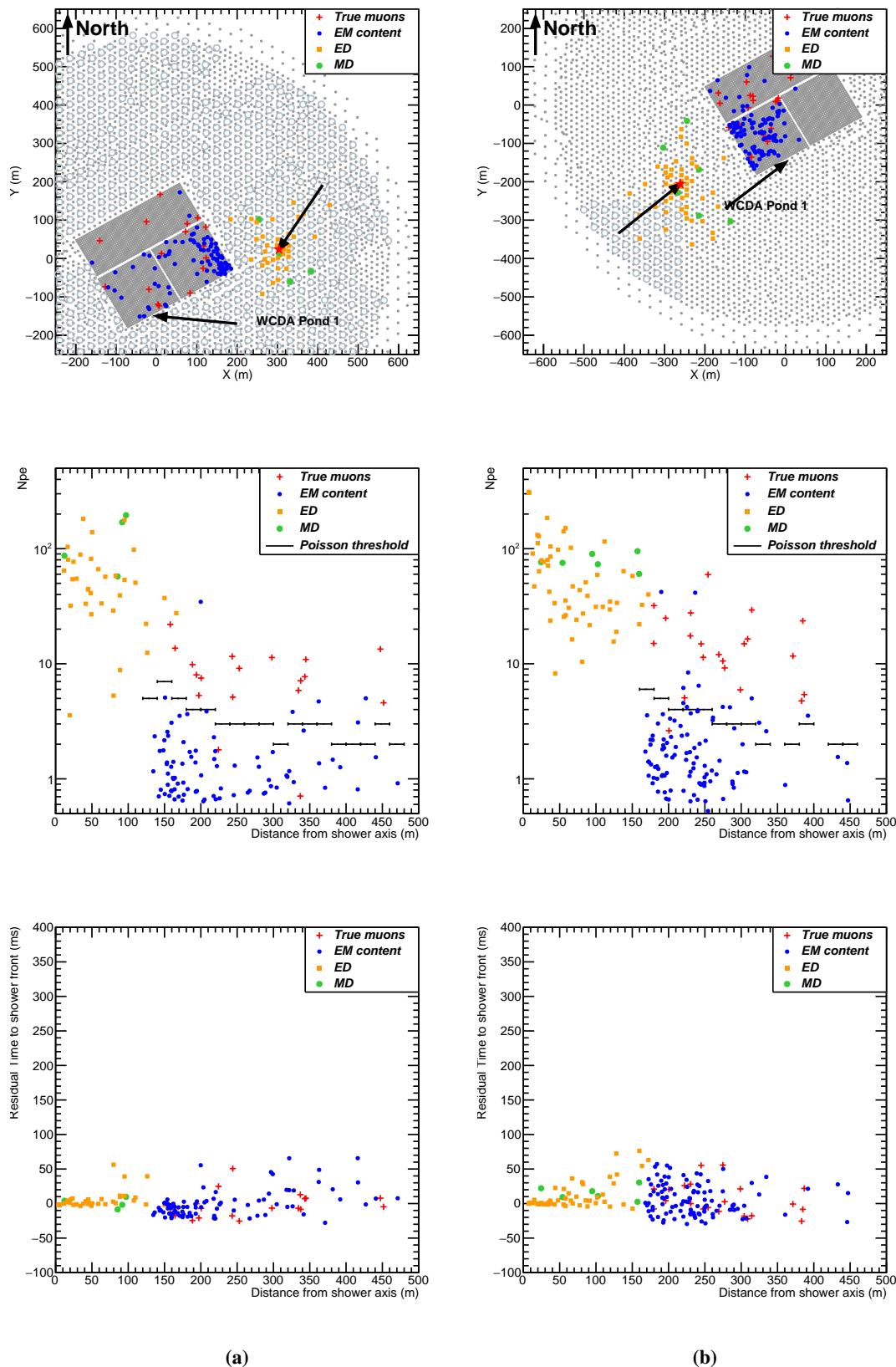


图 6-20 上图：不同组分在 LHAASO 中的靶图，中图： $N_{pe}$  沿着簇射径向分布情况；下图：相对前峰面时间残差沿着簇射径向分布。(a) 原初能量为 26.1 TeV 的质子；(b) 原初能量为 28.5 TeV 的质子。

Figure 6-20 Top: the Pattern of the event with the different components; Mid: the  $N_{pe}$  response in different detectors along the shower axis; Bottom: the time residual to the shower front along the shower axis. (a) 26.1 TeV Primary proton (b) 28.5 TeV Primary proton.

一方面，基于 KM2A 测量到的缪子信息推断出的该环带内 WCD 探测器单元应该探测到的缪子数预期 ( $N_{\mu, \text{KM2A}}$ )，是由该环带上总的 WCD 单元个数 ( $N_{\text{WCD}}$ ) 和 WCD 探测器测量到测量到缪子信号的概率 ( $P_C$ ) 两者乘积得出。另一方面，在该环带上基于 WCDA 测量到的缪子信息就是用缪子挑选方法筛选得到的缪子数 ( $N_{\text{sel}}$ )。

$$\begin{cases} N_{\mu, \text{KM2A}} = N_{\text{WCD}} \cdot [1 - P_{\text{Poisson}}(N_{pe} = 0, \hat{N}_{\mu})] \\ N_{\mu, \text{WCDA}} = N_{\text{sel}}, \end{cases} \quad (6-11)$$

最后叠加距离簇射轴 [180 m, 380 m] 范围内十个环带的结果，作为最终某个宇宙线事例的  $N_{\mu, \text{WCDA}}$  和  $N_{\mu, \text{KM2A}}$ 。

### 6.5.1 实验数据集

为了在实验中可以得到 KM2A 和 WCDA 联合观测的事例，我采用了基于 6.3.1 节中介绍的 KM2A 和 WCDA 触发时间匹配再比较 KM2A 和 WCDA 之间的重建簇射信息以排除偶然符合的背景事例合并的 KM2A 和 WCDA 实验数据最终满足一致的一对一匹配的簇射事例，如图 6-16 中所展示的那样。在 3.2.4 节中我已经介绍了，1/2 阵列的 KM2A 就已经展示出对簇射事例有着良好的芯位重建，方向重建和能量分辨。KM2A 和 WCDA 同时可以对宇宙线事例进行触发和重建，由于我们利用簇射芯位落在 KM2A 范围内的事例，而且 KM2A 的工作能段高于 WCDA，为了保证重建数据质量我使用 KM2A 重建的簇射信息。此外，为了保证 KM2A-MD 和 WCDA 对大气簇射中的缪子含量有良好的测量，我又进一步限制了筛选条件，例如：重建天顶角范围，噪声过滤后的探测器触发个数和限制电磁粒子 punch-through 效应的污染。最终的事例筛选条件如下：

- 重建芯位落在距离 LHAASO 中心 [250 m, 350 m] 的环带内的区域；
- 重建天顶角小于  $20^{\circ}$ ；
- 重建能量高于 50TeV；
- 在噪声过滤步骤后在距离重建簇射轴 800m 范围内，事例至少触发 50 个 KM2A-ED 探测器，20 个 KM2A-MD 探测器和 50 个 WCD 单元探测器；
- 在距离重建簇射轴 [180 m, 380 m] 范围里，事例需要有 250 个 KM2A-MD 探测器和 2,000 个 WCD 单元探测器供触发；
- 在距离重建簇射轴 [180 m, 380 m] 范围里，事例每个触发的 KM2A-MD 探测器不能探测超过 2 个缪子以保证不会有 punch-through 效应。

### 6.5.2 KM2A 和 WCDA 对缪子测量对比结果

我监测了从 2021 年 7 月 20 日至 2022 年 6 月 14 日的 KM2A 阵列和 WCDA 阵列的触发数据质量，在减小计算资源和存储空间开销的情况下选用了 2021 年 9 月 2 日的一天 375,123 个 KM2A-WCDA 一一匹配事例的数据做了如下处理：逐事例计算 KM2A-MD 和 WCDA 重建的缪子数  $N_{\mu, \text{WCDA}}$  并绘制成了散点图，如图

6-21 所示。 $N_{\mu,\text{WCDA}}$  与  $N_{\mu,\text{KM2A}}$  呈正相关分布，相关系数为 0.72 低于 WCDA 全阵列模拟评估时给出的结果。由于  $N_{\mu,\text{KM2A}}$  是通过 MD 对簇射中缪子含量测量后经过式 6-11 换算出来的，受到 MD 探测器的有限覆盖比例和分布并不严格服从泊松分布影响测算，结果具有一定波动性。

$N_{\mu,\text{WCDA}}$  和  $N_{\mu,\text{KM2A}}$  的拟合斜率为 0.86，这说明在 WCDA 作为缪子计数器的效率方面劣于 KM2A-MD 阵列。在  $N_{\mu,\text{KM2A}} < 50$  的贫缪事例的情形，事例散点主要位于  $y = x$  的参考线上方，WCDA 阵列相比 KM2A-MD 可以测量出更多的缪子成分。而在  $N_{\mu,\text{KM2A}} > 50$  的多缪事例的情形下，WCDA 阵列表面没有覆盖电磁成分吸收介质，挑选方法本身限制了一个 WCD 单元只能判选为一个“缪子击中信号”得出缪子挑选方法的探测效率受限的结论也与在全阵列 WCDA 模拟演研究缪子挑选性能时分析的结果吻合。结合缪子挑选纯度来看，在距离簇射轴 [180 m, 380 m] 的范围里，在相同的距离下 WCDA 测量缪子成分与 KM2A-MD 的测量结果相当，采用上述缪子挑选方法 LHAASO 可以获得额外由 WCDA 提供的 37,650 m<sup>2</sup> 用于计数簇射中次级缪子的探测面积。

### 6.5.3 KM2A 额外鉴别能力分析

受 MD 阵列 36 m<sup>2</sup> 的面积和 4.4% 的覆盖率限制，KM2A 在处理由数十 TeV 宇宙线轻核引发的事例时在排除宇宙线背景方面存在局限性。因为这些相对低能的轻核宇宙线有一定几率产生贫缪事例，在 KM2A 的测量下贫缪事例与伽马簇射事例没有区别。在 KM2A 无法区分贫缪事例与电子簇射事例的情况下，而宇宙线电子的流强微弱，少量的贫缪事例就可以将宇宙线电子信号淹没在宇宙线背景里。在上一节的分析里表明：WCDA 阵列可以在 KM2A 的贫缪事例中能测量出额外的缪子成分信息。利用这些信息是否有助于我们提升宇宙线背景鉴别能力呢？由于宇宙线电子目前还无法从宇宙线背景中分离，而且几乎均匀的分布在全天，我选择了簇射行为和宇宙线电子类似的伽马射线，伽马天体源是一个稳定的信号源。如 3.2.5 节中介绍的那样，可以使用等天顶角方法对蟹状星云——伽马天体源的“标准烛光”进行观测。向源窗口和背源窗口的数据就可以作为验证这种缪子选择方法能否允许同时利用 KM2A 和 WCDA 获得排除宇宙线背景性能提升提供了一个优良数据集。我最终使用了从 2021 年 7 月 20 日到 2022 年 6 月 14 日之间总计 330 天的 KM2A-WCDA 一一匹配的数据集。事例筛选条件已经在第 6.4.1 节中说明，采用与<sup>[135]</sup> 中的相同伽马/强子鉴别条件。在第 3.2.4.4 节中介绍的 KM2A 利用 ED 和 MD 测量到的电磁粒子和缪子数进行伽马/强子鉴别，鉴别参数  $R$  可以表示为：

$$R = \log \left( \frac{N_{\mu} + 0.0001}{N_e} \right), \quad (6-12)$$

其中  $N_{\mu}$  和  $N_e$  分别表示由 MD 和 ED 测量的缪子和电子。

当然，背源窗口事例都是宇宙线事例，而向源窗口事例包括相当数量来自蟹状星云的伽马事例。通过 KM2A 进行伽马/强子鉴别后，在 KM2A 的视角下

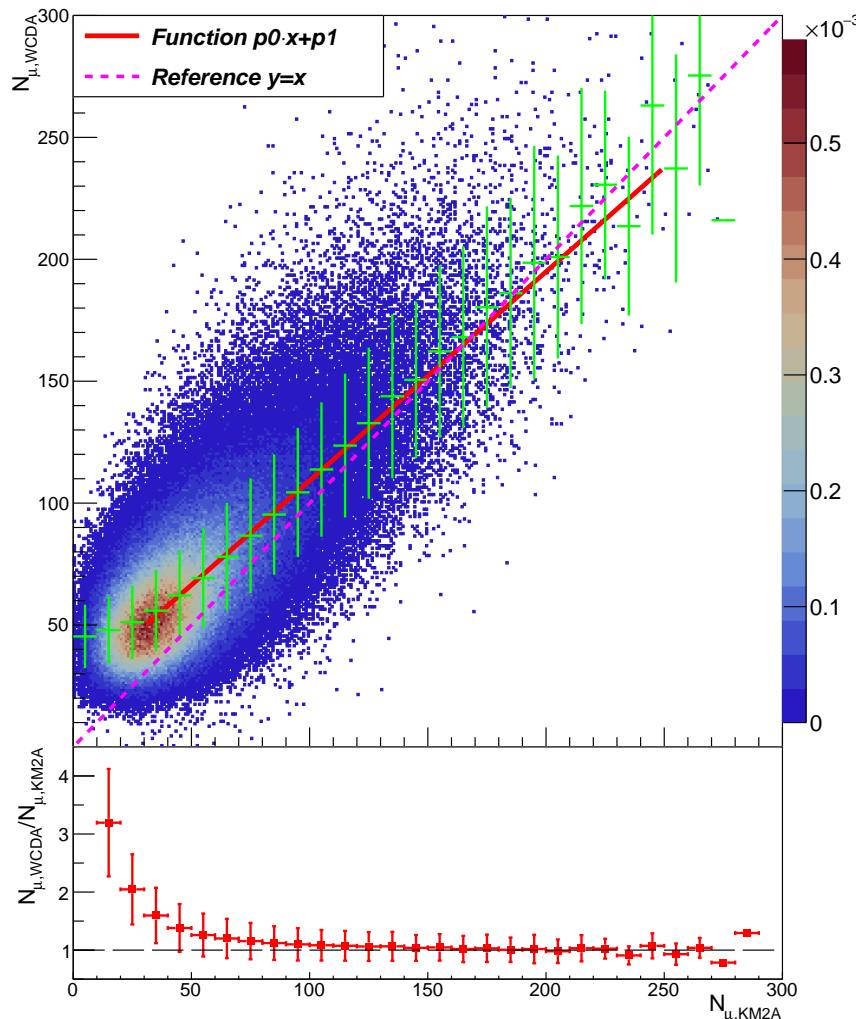


图6-21 图片上半部分展示了KM2A-MD和WCDA分别测量缪子数目( $N_{\mu,\text{WCDA}}$ 与 $N_{\mu,\text{KM2A}}$ )的分布情况，其中。绿色的轮廓线表明了 $N_{\mu,\text{WCDA}}$ 的期望值和 $1\sigma$ 展宽；图片下半部分展示了 $N_{\mu,\text{WCDA}}$ 与 $N_{\mu,\text{KM2A}}$ 的比值

**Figure 6-21** The top panel displays the distribution of the number of muons measured by KM2A-MD and WCDA, with a threshold greater than 5 PEs, as a function of the number expected based on the KM2A-MD measurement. Green crosses indicate the  $1\sigma$  standard deviation of  $N_{\mu,\text{WCDA}}$ . The bottom panel illustrates the ratio of  $N_{\mu,\text{WCDA}}$  to  $N_{\mu,\text{KM2A}}$ .

背源窗口与向源窗口事例均为是宇宙线引发的类伽马事例，这意味着 KM2A 在贫缪事例中已经失去了鉴别能力，接着使用 WCDA 测量的观测量来辅助 KM2A 来做进一步的伽马/强子鉴别。我重新定义 WCDA 阵列测量到的缪子数  $N_\mu$  为  $N_{\mu,\text{WCDA}}$ ， $N_e$  通过从触发的 WCD 数中减去  $N_{\mu,\text{WCDA}}$  来计算。逐事例计算重新定义的  $R$  值，并在图 6-22 中展示了基于 WCDA 测量结果构造的鉴别参数  $R$  的分布。

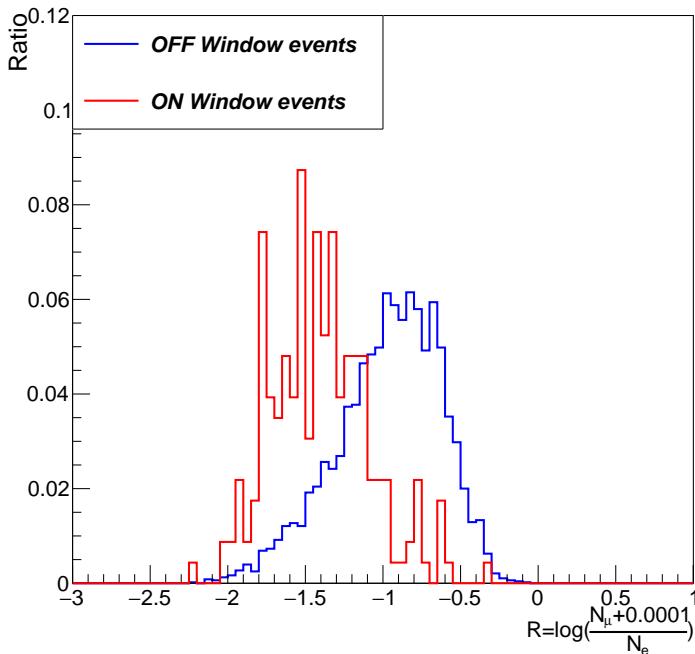


图 6-22 根据 WCDA 测量结果重新定义的鉴别参数的分布情况。其中蓝色直方图代表背源区域的事例分布，红色直方图代表了向源区域的事例分布。

**Figure 6-22** The distribution of the redefined discrimination parameter by WCDA. The blue histogram represents OFF Window events, while the red histogram represents ON Window events.

图 6-22 展示了利用 WCDA 测量的电磁成分和缪子信息构建的鉴别参数在区分向源和背源窗口事例的性能。发现  $R < -1.35$  时可以得到最高的信噪比，4,885 个背源窗口事例中有 853 个符合选择条件，而 234 个向源窗口事例中有 156 个事例仍然符合选择条件。为了量化拒绝能力的提高，这个筛选条件去除 82.5% 的宇宙射线事例，最多损失了 33.3% 的伽马事例。在 KM2A 的鉴别能力之上，WCDA 额外贡献的质量因子为  $Q_{\text{WCDA}} = 1.62$ 。

## 6.6 小结

在这一章节里，我开发了一种利用无电磁吸收介质覆盖的水切伦科夫探测器测量广延大气簇射缪子的新方法。这个缪子挑选方法通过简单数学推导和单

元探测器的模拟结果触发，利用 KM2A 的重建事例信息，将 WCDA 的着火事例投影至 KM2A 的重建前锋面上的手段，将 WCDA 视作远离簇射芯区连续密排的缪子探测器提供簇射额外的缪子信息和电磁粒子信息。利用 WCDA 全阵列模拟评估了缪子挑选方法和纯度，验证了该测量缪子的方法的可行性和性能。然后我将该方法应用于 KM2A-WCDA 匹配事例的实验数据中，确认了该方法能够有效地测量簇射中的次级缪子含量。通过 KM2A-MD 和 WCDA 测得的缪子数密度之间的线性关系证实了提出的缪子挑选方法的可靠性。我在最后验证了该缪子选择方法从 KM2A 测量下为贫缪事例中利用 WCDA 挑选出来的缪子成分信息，对来自蟹状星云方向、[50 TeV, 100 TeV] 能量范围内的 KM2A 贫缪事例里，利用 WCDA 的辅助测量缪子构造的鉴别参数可以将向源的伽马零缪事例和背源的宇宙线零缪事例区分开，得到了 1.62 的 Q 因子提升倍率——这证明了把 WCDA 的测量结果作为额外的鉴别参数成功提高了 LHAASO 伽马/强子鉴别的能力。

这种缪子挑选方法首次利用了没有配置电磁吸收介质的水切伦科夫探测器阵列 WCDA，来测量每个簇射中的缪子含量，并让 LHAASO 获得一个有效面积约 37,650 m<sup>2</sup> 的“缪子计数器”，这已经接近 KM2A-MD 的总探测器面积。不仅是 LHAASO 和其他类似的伽马天文实验将受益于该方法以提高背景拒绝能力，计划中的“南半球广视场伽马天文台”(Southern Wide-field Gamma-ray Observatory, SWGO) 在预研阶段回归了类似 MILAGRO 实验的双层水切伦科夫探测器的设计，并部署在阵列内部密集区域，外侧区域仍然采用单层水切伦科夫探测器的设计，本章节提出的缪子挑选方法对 SWGO 实验而言仍有借鉴意义。

LHAASO 实验已经 2021 年 7 月以其全配置开始运行，并且关于次级粒子中缪子成分的测量结果正在进行，这有望为实验测量和大气簇射模拟中对缪子数目的差异问题(muon puzzle)<sup>[248]</sup> 提供宝贵的测量数据。通过 LHAASO KM2A-WCDA 联合测量同一个事例中的电磁成分和缪子成分的含量，这将有助于在完成大量的事例匹配之后进一步 LHAASO 提高在 50 TeV 至 100 TeV 区间伽马/强子鉴别能力，在对阵列整体探测器的系统误差有深刻理解后，有可能实现对该能段的宇宙线电子能谱进行精细测量。



## 第 7 章 总结和展望

本论文由数个不同工作构成，几乎都紧密围绕着宇宙线电子的起源问题而开展的，按照不同工作之间的关系将全文总结梳理如下：

在我博士工作中的早期，我完成了利用 1/2 阵列 LHAASO-KM2A 运行期间观测的三个伽马天体源能谱和来自 Cygnus 区域的一个超高能单光子事件信息限制了洛伦兹破缺能标的工作。首先从洛伦兹破缺引发的光子色散关系出发，计算并讨论了光子衰变和光子分裂两重情形的衰变道宽度。接着通过限制洛伦兹破缺能标方法的讨论，凭借着 LHAASO 探测器在百 TeV 至 PeV 能量范围内强大的背景排除能力和优秀的能量分辨率的事实，得出了可以利用极高能单光子事例的信息做最严苛的洛伦兹破缺能标限制，其限制能力远高于长基线传播方法和能谱截断方法的结论。光子衰变过程为一阶洛伦兹破缺能标提供了最严格的限制，此时  $E_{LV} = 1.7 \times 10^{33}$  eV。对洛伦兹破缺能标的限制有助于解决更底层的引力量子化的问题以及为解释暗物质偏爱轻子衰变道提供思路，进而解决在百 GeV 能段正负电子行为不一致的问题，最终有可能从侧面帮助我们理解宇宙线电子起源问题。

我通过 KM2A 对宇宙线电子和宇宙线背景模拟数据逐重建能量段得到了轻子/强子鉴别参数  $R$  的分布，利用鉴别参数  $R$  分布和观测数据集的比对，仍然发现由于对宇宙线背景事例的估计中，强相互作用模型引入的不确定性过程主导了宇宙线电子事例数超出的分析。出于保守估计，我采用观测数据作为宇宙线背景事例，也增大了宇宙线背景的模拟统计量，这两个工作有助于得到更准确的优化后轻子/强子鉴别条件。在对实验数据经过最优轻子/强子鉴别条件的筛选之后，通过 Helene 近似方法估计了宇宙线电子超出 90% 上限，最后得到了在 LHAASO-KM2A 在能量  $[10^{1.0} \text{ TeV}, 10^{2.4} \text{ TeV}]$  范围内对宇宙线电子的能谱 90% 置信上限。目前结果与 H.E.S.S. 实验观测结果的外推能谱并无冲突，LHAASO 给出的限制在数十 TeV 处暂不能排除天体源贡献的解释，但是在 100 TeV 高能段给了更多的限制信息有可能限制其他潜在的天体源贡献。

为了进一步提升 KM2A 的轻子/强子鉴别能力，需要提升 KM2A 的等效缪子探测面积以处理低能贫缪事例。于是我将注意力放到了位于 LHAASO 阵列正中间的 WCDA 探测器阵列。由于 WCDA 探测器并没有覆盖电磁吸收介质，并不适合直接探测簇射中的缪子。在通过对 WCD 单元探测器模拟分析了不同次级粒子的信号响应区别之后，基于简单的假设，我提出了一种利用 WCDA 挑选缪子的方法用于测量簇射远芯区的缪子数目，并通过 WCDA 全阵列模拟研究确定了 WCDA 挑选缪子的可行性，并得出理论性能(探测效率，挑选纯度和额外缪子探测有效面积)。我还使用 KM2A 和 WCDA 对宇宙线联合测量的一一匹配事例的结果检验了缪子挑选方法的正确性。最后我利用 KM2A 和 WCDA 对蟹状星云通过等天顶角法联合观测的一一匹配事例，证明了即使是在 KM2A 的零缪事例里，

WCDA 仍可以为 KM2A 提供额外的鉴别能力——在 KM2A 零缪事例中只损失 33.3% 的伽马信号的情况下排除 82.5% 宇宙线背景，相当于 Q 因子提升 1.62 倍。

此外，我将 KM2A 组的 CORSIKA 和 G4KM2A 模拟程序成功部署在东莞集群，生成了目前 KM2A 在  $[10^{1.4} \text{ TeV}, 10^{2.2} \text{ TeV}]$  能段、最大统计量的宇宙线模拟数据用于宇宙线电子的分析，此后模拟数据可供合作组其它成员在其他物理分析中使用。提升后统计量展示了 KM2A 的宇宙线电子/宇宙线鉴别能力中新的细节。此外，此套成熟的工具链可以快速兼容组内其他科学目标所需的模拟计算要求，现在组内博士后已经在使用这套工具链进行更高能量宇宙线事例的模拟。区别于早期的快速模拟程序，我实现了 G4KM2A(2.1) 和 G4WCDA(4.1n) 程序的模拟同一个 CORSIKA 簇射事例的功能，以满足后期联合测量宇宙线电子的物理需要。

LHAASO 全阵列已经在 2021 年 7 月实现全阵列运行。基于本文的工作，这里对 LHAASO 实验未来对宇宙线电子能谱研究工作做如下展望：

(1) 在 KM2A 对宇宙线电子能谱测量的工作里，尽管不存在统计量的问题，但是电子事例比例小缪子数少，所以对宇宙线质子背景的估计也应该继续围绕减小 KM2A 模拟/数据的不一致性开展：使用 KM2A 最新的能量重建公式减小能量估计偏差和分辨，减少能量段间事例污染；通过优化触发条件和触发模式，在保持探测器低阈能工作条件下探测器保持较高水平的一致性，并在 G4KM2A 实现对模拟程序的进一步完善阈值附近的触发模拟性能。

(2) KM2A 和 WCDA 联合测量宇宙线事例的模拟程序需要进一步得到合作组内部验证模拟的物理一致性：基于 KM2A 和 WCDA 联合观测的模拟结果，还需要进一步评估 LHAASO 实验整体在  $[10 \text{ TeV}, 200 \text{ TeV}]$  能量范围内的能量重建性能和轻子/强子区分能力，并且基于蟹状星云伽马天体源标准烛光去做实验模拟一致性检验。在完成 KM2A 和 WCDA 联合测量大气簇射的性能评估之后，我们才能开始评估宇宙线电子的测量灵敏度。此外，我们还需要进行海量的 KM2A 和 WCDA 联合测量实验数据匹配，以保证积累到足够的宇宙线电子事例，从而实现对  $[10 \text{ TeV}, 100 \text{ TeV}]$  能段宇宙线电子能谱的测量或设限，利用宇宙线电子高能区的能谱信息以期解释宇宙线电子的起源问题。

## 参考文献

- [1] Hess V F. Über beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten [J]. Z. Phys., 1912, 13: 1084.
- [2] Thomson J J. Cathode rays: number 4 [M]. Academic Reprints, 1897.
- [3] Rutherford E. Lxxix. The scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom [J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1911, 21(125): 669-688.
- [4] Chadwick J. Possible existence of a neutron [J]. Nature, 1932, 129(3252): 312-312.
- [5] Dirac P A M. Quantised singularities in the electromagnetic field [J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1931, 133(821): 60-72.
- [6] Pauli W. Pauli's letter of the 4th of december 1930 [M]. December, 1930.
- [7] Yukawa H. On the interaction of elementary particles. i [J]. Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series, 1935, 17: 48-57.
- [8] Anderson C D. The positive electron [J]. Physical Review, 1933, 43(6): 491.
- [9] BrownMiss R, Camerini U, Fowler P H, et al. Observations with electron-sensitive plates exposed to cosmic radiation [J]. Nature, 1949, 163(4133): 82-87.
- [10] Adrian-Martinez S, Ageron M, Aharonian F, et al. Letter of intent for KM3NeT 2.0 [J]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2016, 43(8): 084001.
- [11] Aartsen M, Ackermann M, Adams J, et al. Neutrino astronomy with the next generation IceCube Neutrino Observatory [J]. arXiv preprint arXiv:1911.02561, 2019.
- [12] Cao Z, della Volpe D, Liu S, et al. The Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) Science Book (2021 Edition) [J]. arXiv preprint arXiv:1905.02773, 2019.
- [13] Cao Z, Aharonian F, An Q, et al. The first lhaaso catalog of gamma-ray sources [J]. The Astrophysical Journal Supplement Series, 2024, 271(1): 25.
- [14] Cao Z, Aharonian F, An Q, et al. Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12  $\gamma$ -ray galactic sources [J]. Nature, 2021, 594(7861): 33-36.
- [15] Cao Z, Aharonian F, An Q, et al. Peta-electron volt gamma-ray emission from the Crab Nebula [J]. Science, 2021, 373(6553): 425-430.
- [16] Collaboration L, et al. An ultrahigh-energy  $\gamma$ -ray bubble powered by a super pevatron [J]. Science Bulletin, 2024, 69(4): 449-457.
- [17] Aguilar M, Aisa D, Alpat B, et al. Precision measurement of the proton flux in primary cosmic rays from rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station [J]. Physical review letters, 2015, 114(17): 171103.
- [18] Aguilar M, Aisa D, Alpat B, et al. Precision measurement of the helium flux in primary cosmic rays of rigidities 1.9 GV to 3 TV with the alpha magnetic spectrometer on the international space station [J]. Physical review letters, 2015, 115(21): 211101.
- [19] Aguilar M, Cavasonza L A, Alpat B, et al. Antiproton flux, antiproton-to-proton flux ratio, and properties of elementary particle fluxes in primary cosmic rays measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(9): 091103.

- [20] Aguilar M, Aisa D, Alvino A, et al. Electron and positron fluxes in primary cosmic rays measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station [J]. Physical review letters, 2014, 113(12): 121102.
- [21] Aguilar M, Aisa D, Alpat B, et al. Precision measurement of the  $e^+ + e^-$  flux in primary cosmic rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station [J]. Physical review letters, 2014, 113(22): 221102.
- [22] Shikaze Y, Haino S, Abe K, et al. Measurements of 0.2–20 GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer [J]. Astroparticle Physics, 2007, 28(1): 154-167.
- [23] Collaboration P A, et al. The cosmic ray energy spectrum measured using the Pierre Auger Observatory [C/OL]//Proceedings of 35th International Cosmic Ray Conference(ICRC2017).: PCRI. Bexco, Busan, Korea, 2017. <https://pos.sissa.it/301/486/pdf>. DOI: <https://doi.org/10.22323/1.301.0486>.
- [24] Adriani O, Akaike Y, Asano K, et al. Extended measurement of the cosmic-ray electron and positron spectrum from 11 GeV to 4.8 tev with the calorimetric electron telescope on the International Space Station [J]. Physical review letters, 2018, 120(26): 261102.
- [25] Ahn H, Allison P, Bagliesi M, et al. Energy spectra of cosmic-ray nuclei at high energies [J]. The Astrophysical Journal, 2009, 707(1): 593.
- [26] Yoon Y, Ahn H, Allison P, et al. Cosmic-ray proton and helium spectra from the first CREAM flight [J]. The Astrophysical Journal, 2011, 728(2): 122.
- [27] Di Felice V, Pizzolotto C, D' Urso D, et al. Looking for cosmic ray data? the ASI cosmic ray database [C/OL]//Proceedings of 35th International Cosmic Ray Conference(ICRC2017).: PCRD. Bexco, Busan, Korea, 2017. <https://pos.sissa.it/301/1073/pdf>. DOI: <https://doi.org/10.22323/1.301.0600>.
- [28] Alfaro R, Alvarez C, Álvarez J, et al. All-particle cosmic ray energy spectrum measured by the HAWC experiment from 10 to 500 TeV [J]. Physical Review D, 2017, 96(12): 122001.
- [29] Maurin D, Melot F, Taillet R. A database of charged cosmic rays [J]. Astronomy & Astrophysics, 2014, 569: A32.
- [30] Aharonian F, Akhperjanian A, De Almeida U B, et al. Energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies [J]. Physical Review Letters, 2008, 101(26): 261104.
- [31] Abbasi R, Abdou Y, Ackermann M, et al. IceTop: The surface component of IceCube [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2013, 700: 188-220.
- [32] Apel W, Arteaga-Velázquez J, Bekk K, et al. KASCADE-Grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays [J]. Astroparticle Physics, 2013, 47: 54-66.
- [33] collaboration D, An Q, Asfandiyarov R, et al. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons [J]. Nature, 2017, 552(7683): 63-66.
- [34] Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. PAMELA results on the cosmic-ray antiproton flux from 60 mev to 180 GeV in kinetic energy [J]. Physical Review Letters, 2010, 105(12): 121101.
- [35] Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. PAMELA measurements of cosmic-ray proton and helium spectra [J]. Science, 2011, 332(6025): 69-72.
- [36] Amenomori M, Bi X, Chen D, et al. The all-particle spectrum of primary cosmic rays in the wide energy range from  $10^{14}$  to  $10^{17}$  ev observed with the Tibet-III air-shower array [J]. The Astrophysical Journal, 2008, 678(2): 1165.

- [37] Ackermann M, Ajello M, Albert A, et al. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 mev and 820 gev [J]. *The Astrophysical Journal*, 2015, 799(1): 86.
- [38] Ahlers M, Halzen F. Opening a new window onto the universe with IceCube [J]. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2018, 102: 73-88.
- [39] Evoli C. The cosmic-ray energy spectrum [M/OL]. Zenodo, 2020. <https://doi.org/10.5281/zenodo.4396125>.
- [40] Greisen K. End to the cosmic-ray spectrum? [J]. *Physical Review Letters*, 1966, 16(17): 748.
- [41] Zatsepin G T, Kuz'min V A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays [J]. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 1966, 4: 78.
- [42] Halzen F. High-Energy Neutrinos from the Cosmos [J]. *Annalen der Physik*, 2021, 533(11): 2100309.
- [43] Waxman E, Bahcall J. High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound [J]. *Physical Review D*, 1998, 59(2): 023002.
- [44] Lilly S J, Le Fevre O, Hammer F, et al. The Canada-France Redshift Survey: the luminosity density and star formation history of the Universe to  $z \sim 1$  [J]. *The Astrophysical Journal*, 1996, 460(1): L1.
- [45] Madau P, Ferguson H C, Dickinson M E, et al. High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to  $z = 4$  [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1996, 283(4): 1388-1404.
- [46] Boyle B, Terlevich R J. The cosmological evolution of the QSO luminosity density and of the star formation rate [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1998, 293 (2): L49-L51.
- [47] Abe K, Fukui H, Haino S, et al. Measurements of cosmic-ray proton and helium spectra from the BESS-Polar long-duration balloon flights over Antarctica [J]. *The Astrophysical Journal*, 2016, 822(2): 65.
- [48] Asakimori K, Burnett T, Cherry M, et al. Cosmic-ray proton and helium spectra: results from the JACEE experiment [J]. *The Astrophysical Journal*, 1998, 502(1): 278.
- [49] Lagutin A, Volkov N, Tyumentsev A, et al. Particle spectra and mass composition in the ultra-high energy region in the framework of the galactic origin of cosmic rays [C]//EPJ Web of Conferences: volume 145. EDP Sciences, 2017: 06004.
- [50] Derbina V, Galkin V, Hareyama M, et al. Cosmic-ray spectra and composition in the energy range of 10-1000 TeV per particle obtained by the RUNJOB experiment [J]. *The Astrophysical Journal*, 2005, 628(1): L41.
- [51] Engelmann J, Ferrando P, Soutoul A, et al. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni-Results from HEAO-3-C2 [J]. *Astronomy and Astrophysics* (ISSN 0004-6361), vol. 233, no. 1, July 1990, p. 96-111., 1990, 233: 96-111.
- [52] Mueller D, Swordy S P, Meyer P, et al. Energy spectra and composition of primary cosmic rays [J]. *Astrophysical Journal, Part 1* (ISSN 0004-637X), vol. 374, June 10, 1991, p. 356-365., 1991, 374: 356-365.
- [53] Ave M, Boyle P, Gahbauer F, et al. Composition of primary cosmic-ray nuclei at high energies [J]. *The Astrophysical Journal*, 2008, 678(1): 262.
- [54] Aharonian F, Akhperjanian A, Bazer-Bachi A, et al. First ground-based measurement of atmospheric Cherenkov light from cosmic rays [J]. *Physical Review D*, 2007, 75(4): 042004.

- [55] Archer A, Benbow W, Bird R, et al. Measurement of the iron spectrum in cosmic rays by VERITAS [J]. *Physical Review D*, 2018, 98(2): 022009.
- [56] Aguilar M, Cavasonza L A, Ambrosi G, et al. Properties of neon, magnesium, and silicon primary cosmic rays results from the alpha magnetic spectrometer [J]. *Physical review letters*, 2020, 124(21): 211102.
- [57] Aguilar M, Cavasonza L A, Allen M, et al. Properties of iron primary cosmic rays: results from the alpha magnetic spectrometer [J]. *Physical review letters*, 2021, 126(4): 041104.
- [58] Workman R L, Others. Review of Particle Physics [J/OL]. PTEP, 2022, 2022: 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [59] Lave K, Wiedenbeck M E, Binns W, et al. Galactic cosmic-ray energy spectra and composition during the 2009–2010 solar minimum period [J]. *The Astrophysical Journal*, 2013, 770(2): 117.
- [60] Murphy R, Sasaki M, Binns W, et al. Galactic cosmic ray origins and OB associations: evidence from SuperTIGER observations of elements  $^{26}\text{Fe}$  through  $^{40}\text{Zr}$  [J]. *The Astrophysical Journal*, 2016, 831(2): 148.
- [61] Rauch B, Link J, Lodders K, et al. Cosmic ray origin in OB associations and preferential acceleration of refractory elements: evidence from abundances of elements  $^{26}\text{Fe}$  through  $^{34}\text{Se}$  [J]. *The Astrophysical Journal*, 2009, 697(2): 2083.
- [62] Lodders K, Palme H, Gail H. Landolt börnstein, new series, vol. VI/4B, Chap. 4.4, Abundances of the Elements in the Solar System, ed. je trümper [M]. Berlin: Springer-Verlag, 2009.
- [63] Stephens S, Streitmatter R. Cosmic-ray propagation in the galaxy: Techniques and the mean matter traversal [J]. *The Astrophysical Journal*, 1998, 505(1): 266.
- [64] Kolmogorov A N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds [J]. *Numbers. In Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1941, 30: 301.
- [65] Aguilar M, Cavasonza L A, Ambrosi G, et al. Precision measurement of the boron to carbon flux ratio in cosmic rays from 1.9 GV to 2.6 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(23): 231102.
- [66] Tinivella M. A review of cosmic-ray electrons and fermi-lat [J]. arXiv preprint arXiv:1610.03672, 2016.
- [67] Gaisser T K. Cosmic rays and particle physics (1st edition) [M]. Cambridge University Press, 1990.
- [68] Cowsik R, Pal Y, Tandon S, et al.  $3^\circ\text{K}$  Blackbody Radiation and Leakage Lifetime of Cosmic-Ray Electrons [J]. *Physical Review Letters*, 1966, 17(26): 1298.
- [69] Ginzburg V L, Syrovatskii S I. The origin of cosmic rays [M]. Elsevier, 2013.
- [70] Cowsik R, Pal Y, Tandon S, et al. Steady state of cosmic-ray nuclei—Their spectral shape and path length at low energies [J]. *Physical Review*, 1967, 158(5): 1238.
- [71] Silberberg R. Contributions of Maurice M. Shapiro and his group to cosmic-ray astrophysics [J]. *Currents in Astrophysics and Cosmology*, 1993: 253.
- [72] Cowsik R, Wilson L W. Is the residence time of cosmic rays in the Galaxy energy-dependent? [C]//Proceedings of the 13th International Conference on Cosmic Rays, held in Denver, Colorado, Volume 1 (OG Sessions)., p. 500: volume 1. 1973: 500.
- [73] Cowsik R, Wilson L W. Supernova as Cosmic Ray Sources [C]//Proceedings from the 14th International Cosmic Ray Conference, held in München, Germany, 15-29 August, 1975. Volume 2 (OG Session)., p. 475: volume 2. 1975: 475.

- [74] Cowsik R, Wilson L W. The nested leaky-box model for Galactic cosmic rays [C]// Proceedings from the 14th International Cosmic Ray Conference, held in München, Germany, 15-29 August, 1975. Volume 2 (OG Session),, p. 659: volume 2. 1975: 659.
- [75] Speller R, Thambyahpillai T, Elliot H. Cosmic Ray Isotropy and the Origin Problem. [J]. Nature, 1972, 235(5332).
- [76] Abdo A, Allen B, Aune T, et al. The large-scale cosmic-ray anisotropy as observed with Milagro [J]. The Astrophysical Journal, 2009, 698(2): 2121.
- [77] Abeysekara A, Alfaro R, Alvarez C, et al. All-sky measurement of the anisotropy of cosmic rays at 10 TeV and mapping of the local interstellar magnetic field [J]. The Astrophysical Journal, 2019, 871(1): 96.
- [78] Amenomori M, Bi X, Chen D, et al. On temporal variations of the multi-TeV cosmic ray anisotropy using the Tibet III air shower array [J]. The Astrophysical Journal, 2010, 711(1): 119.
- [79] Amenomori M, Bi X, Chen D, et al. Northern sky galactic cosmic ray anisotropy between 10 and 1000 TeV with the Tibet air shower array [J]. The Astrophysical Journal, 2017, 836(2): 153.
- [80] Bartoli B, Bernardini P, Bi X, et al. Medium scale anisotropy in the TeV cosmic ray flux observed by ARGO-YBJ [J]. Physical Review D, 2013, 88(8): 082001.
- [81] Ahlers M, Mertsch P. Origin of small-scale anisotropies in Galactic cosmic rays [J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2017, 94: 184-216.
- [82] Cowsik R, Burch B. Positron fraction in cosmic rays and models of cosmic-ray propagation [J]. Physical Review D, 2010, 82(2): 023009.
- [83] Cowsik R, Burch B, Madziwa-Nussinov T. The origin of the spectral intensities of cosmic-ray positrons [J]. The Astrophysical Journal, 2014, 786(2): 124.
- [84] Cowsik R, Madziwa-Nussinov T. Spectral intensities of antiprotons and the nested leaky-box model for cosmic rays in the Galaxy [J]. The Astrophysical Journal, 2016, 827(2): 119.
- [85] Accardo L, Aguilar M, Aisa D, et al. High statistics measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station [J]. Physical review letters, 2014, 113(12): 121101.
- [86] Kobayashi T, Komori Y, Yoshida K, et al. The most likely sources of high-energy cosmic-ray electrons in supernova remnants [J]. The Astrophysical Journal, 2004, 601(1): 340.
- [87] Longair M S. High energy astrophysics [M]. Cambridge University press, 2011.
- [88] Micelotta E, Matsuura M, Sarangi A. Dust in supernovae and supernova remnants II: Processing and survival [J]. Space Science Reviews, 2018, 214: 1-58.
- [89] Fermi E. On the origin of the cosmic radiation [J]. Physical review, 1949, 75(8): 1169.
- [90] De Naurois M. L'expérience CELESTE: Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie gamma. Première observation de la nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian-421 entre 30 et 300 GeV. [D]. Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2000.
- [91] Bell A. Cosmic ray acceleration [J]. Astroparticle Physics, 2013, 43: 56-70.
- [92] Wielebinski R, Beck R. Cosmic magnetic fields: volume 664 [M]. Springer Science & Business Media, 2005.
- [93] Bethe H. Bremsformel für elektronen relativistischer geschwindigkeit [J]. Zeitschrift für Physik, 1932, 76(5-6): 293-299.

- [94] Bethe H, Heitler W. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons [J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1934, 146(856): 83-112.
- [95] Klein O, Nishina Y. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac [J]. Zeitschrift für Physik, 1929, 52(11-12): 853-868.
- [96] Schlickeiser R, Ruppel J. Klein–nishina steps in the energy spectrum of galactic cosmic-ray electrons [J]. New Journal of Physics, 2010, 12(3): 033044.
- [97] Ramaty R, Kozlovsky B, Lingenfelter R E. Nuclear gamma rays from energetic particle interactions [R]. 1978.
- [98] Zirakashvili V, Aharonian F A. Radioactivity and electron acceleration in supernova remnants [J]. Physical Review D, 2011, 84(8): 083010.
- [99] Shapiro S L, Teukolsky S A, Holes B, et al. The physics of compact objects [J]. Wiley, New York, 1983, 19832: 119-123.
- [100] Rees M, Gunn J E. The origin of the magnetic field and relativistic particles in the Crab Nebula [J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1974, 167(1): 1-12.
- [101] Giacinti G, Mitchell A, López-Coto R, et al. Halo fraction in tev-bright pulsar wind nebulae [J]. Astronomy & Astrophysics, 2020, 636: A113.
- [102] Kolitzus D A. Revisiting the cosmic-ray electron and positron spectrum with H.E.S.S. [D]. Innsbruck University, 2016.
- [103] 方E. 高能宇宙线电子起源与宇宙线传播研究 [D]. 中国科学院大学, 2018.
- [104] Mao C, Shen C. Anisotropy and diffusion of cosmic ray electrons [J]. Chinese Journal of Physics, 1972, 10(1): 16-28.
- [105] Di Bernardo G, Evoli C, Gaggero D, et al. Implications of the cosmic ray electron spectrum and anisotropy measured with Fermi-LAT [J]. Astroparticle Physics, 2011, 34(7): 528-538.
- [106] Manconi S, Di Mauro M, Donato F. Dipole anisotropy in cosmic electrons and positrons: inspection on local sources [J]. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2017, 2017 (01): 006.
- [107] Borriello E, Maccione L, Cuoco A. Dark matter electron anisotropy: a universal upper limit [J]. Astroparticle Physics, 2012, 35(8): 537-546.
- [108] Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. Cosmic-ray positron energy spectrum measured by PAMELA [J]. Physical review letters, 2013, 111(8): 081102.
- [109] Aguilar M, Cavasonza L A, Alpat B, et al. Towards understanding the origin of cosmic-ray electrons [J]. Physical review letters, 2019, 122(10): 101101.
- [110] Aguilar M, Cavasonza L A, Ambrosi G, et al. Towards understanding the origin of cosmic-ray positrons [J]. Physical review letters, 2019, 122(4): 041102.
- [111] Gonzi S, Akaike Y, Berti E, et al. Measurement of the cosmic-ray electron and positron spectrum with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station [J]. Il nuovo cimento C, 2022, 45(5): 1-4.
- [112] Abdollahi S, Ackermann M, Ajello M, et al. Cosmic-ray electron-positron spectrum from 7 gev to 2 TeV with the Fermi Large Area Telescope [J]. Physical Review D, 2017, 95(8): 082007.
- [113] Boezio M, Barbiellini G, Bonvicini V, et al. Measurements of cosmic-ray electrons and positrons by the wizard/caprice collaboration [J]. Advances in Space Research, 2001, 27 (4): 669-674.

- [114] Palatiello M, Persic M, De Angelis A, et al. The Cosmic-ray Electron Spectrum Measured with the MAGIC Telescopes [D]. doctoral dissertation. Udine: Università degli Studi di Udine, Dipartimento ..., 2015.
- [115] Beatty J, Bhattacharyya A, Bower C, et al. New measurement of the cosmic-ray positron fraction from 5 to 15 GeV [J]. Physical Review Letters, 2004, 93(24): 241102.
- [116] Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5–100 GeV [J]. Nature, 2009, 458(7238): 607-609.
- [117] Boezio M, Carlson P, Francke T, et al. The cosmic-ray electron and positron spectra measured at 1 AU during solar minimum activity [J]. The Astrophysical Journal, 2000, 532(1): 653.
- [118] Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. Cosmic-ray electron flux measured by the PAMELA experiment between 1 and 625 gev [J]. Physical Review Letters, 2011, 106(20): 201101.
- [119] Ambrosi G. The DAMPE Collaboration [J]. Nature, 2017, 552: 63-66.
- [120] Adriani O, Akaike Y, Asano K, et al. Direct measurement of the cosmic-ray proton spectrum from 50 GeV to 10 TeV with the calorimetric electron telescope on the international space station [J]. Physical review letters, 2019, 122(18): 181102.
- [121] Aharonian F, Akhperjanian A, Anton G, et al. Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S. [J]. Astronomy & Astrophysics, 2009, 508(2): 561-564.
- [122] Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. New measurement of the antiproton-to-proton flux ratio up to 100 GeV in the cosmic radiation [J]. Physical Review Letters, 2009, 102(5): 051101.
- [123] Moskalenko I V, Strong A. Production and propagation of cosmic-ray positrons and electrons [J]. The Astrophysical Journal, 1998, 493(2): 694.
- [124] Ibarra A, Tran D, Weniger C. Indirect searches for decaying dark matter [J]. International Journal of Modern Physics A, 2013, 28(27): 1330040.
- [125] Gaggero D, Maccione L, Di Bernardo G, et al. Three-dimensional model of cosmic-ray lepton propagation reproduces data from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station [J]. Physical Review Letters, 2013, 111(2): 021102.
- [126] Yin P F, Yu Z H, Yuan Q, et al. Pulsar interpretation for the AMS-02 result [J]. Physical Review D, 2013, 88(2): 023001.
- [127] Neronov A, Semikoz D. Possibility of measurement of cosmic ray electron spectrum up to 100 TeV with two-layer water Cherenkov detector array [J]. arXiv preprint arXiv:2102.08456, 2021.
- [128] Egberts K. The high-energy end of the Cosmic-Ray  $e^+ + e^-$  Spectrum [C]//14th Rencontres of Vietnam: Very High Energy Phenomena in the Universe. 2018.
- [129] Abdollahi S, Ackermann M, Ajello M, et al. Search for cosmic-ray electron and positron anisotropies with seven years of fermi large area telescope data [J]. Physical review letters, 2017, 118(9): 091103.
- [130] Kerszberg D. Etude du fond diffus galactique des électrons et positrons et étude des performances de la seconde phase de l'expérience hess [D]. Paris 6, 2017.
- [131] Kraus M. The Cosmic-Ray Electron Anisotropy Measured with H.E.S.S. and Characterization of a Readout System for the SST Cameras of CTA [D]. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2018.
- [132] Casaus J. The AMS-02 experiment on the ISS [C]//Journal of Physics: Conference Series: volume 171. IOP Publishing, 2009: 012045.

- [133] Dubus G, Contreras J, Funk S o, et al. Surveys with the Cherenkov telescope array [J]. *Astroparticle Physics*, 2013, 43: 317-330.
- [134] Kounine A, Weng Z, Xu W, et al. Precision measurement of 0.5 gev–3 TeV electrons and positrons using the AMS Electromagnetic Calorimeter [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2017, 869: 110-117.
- [135] Aharonian F, An Q, Bai L, et al. Observation of the Crab Nebula with LHAASO-KM2A - a performance study [J]. *Chinese Physics C*, 2021, 45(2): 025002.
- [136] Fox P J, Poppitz E. Leptophilic dark matter [J]. *Physical Review D*, 2009, 79(8): 083528.
- [137] Andrianov A A, Espriu D, Giacconi P, et al. Anomalous positron excess from Lorentz-violating QED [J]. *Journal of High Energy Physics*, 2009, 2009(09): 057.
- [138] Hawking S W. Gravitational radiation from colliding black holes [J]. *Physical Review Letters*, 1971, 26(21): 1344.
- [139] Hawking S W. Breakdown of predictability in gravitational collapse [J]. *Physical Review D*, 1976, 14(10): 2460.
- [140] Özel F, Psaltis D, Narayan R, et al. On the mass distribution and birth masses of neutron stars [J]. *The Astrophysical Journal*, 2012, 757(1): 55.
- [141] Zdunik J, Haensel P. Maximum mass of neutron stars and strange neutron-star cores [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2013, 551: A61.
- [142] Rezzolla L, Most E R, Weih L R. Using gravitational-wave observations and quasi-universal relations to constrain the maximum mass of neutron stars [J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2018, 852(2): L25.
- [143] Myers R C, Pospelov M. Ultraviolet modifications of dispersion relations in effective field theory [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(21): 211601.
- [144] Kostelecký V A, Samuel S. Spontaneous breaking of Lorentz symmetry in string theory [J]. *Physical Review D*, 1989, 39(2): 683.
- [145] Amelino-Camelia G, Ellis J, Mavromatos N, et al. Distance measurement and wave dispersion in a Liouville-string approach to quantum gravity [J]. *International Journal of Modern Physics A*, 1997, 12(03): 607-623.
- [146] Amelino-Camelia G, Ellis J, Mavromatos N, et al. Tests of quantum gravity from observations of  $\gamma$ -ray bursts [J]. *Nature*, 1998, 393(6687): 763-765.
- [147] Li C, Ma B Q. Light speed variation in a string theory model for space-time foam [J]. *Physics Letters B*, 2021: 136443.
- [148] Carroll S M, Harvey J A, Kostelecký V A, et al. Noncommutative field theory and Lorentz violation [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(14): 141601.
- [149] Amelino-Camelia G, Majid S. Waves on noncommutative space-time and gamma-ray bursts [J]. *International Journal of Modern Physics A*, 2000, 15(27): 4301-4323.
- [150] Alfaro J, Morales-Tecol H A, Urrutia L F. Quantum gravity corrections to neutrino propagation [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(11): 2318.
- [151] Alfaro J, Palma G. Loop quantum gravity and ultrahigh-energy cosmic rays [J]. *Physical Review D*, 2003, 67(8): 083003.
- [152] Meschini D. Planck-scale physics: Facts and beliefs [J]. *Foundations of science*, 2007, 12: 277-294.
- [153] Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A, et al. *Gravitation* [M]. Macmillan, 1973.

- [154] Satunin P. One-loop correction to the photon velocity in Lorentz-violating QED [J]. Physical Review D, 2018, 97(12): 125016.
- [155] Jacobson T, Liberati S, Mattingly D. Threshold effects and Planck scale lorentz violation: Combined constraints from high energy astrophysics [J]. Physical Review D, 2003, 67(12): 124011.
- [156] Jacobson T, Liberati S, Mattingly D. Lorentz violation at high energy: concepts, phenomena, and astrophysical constraints [J]. Annals of Physics, 2006, 321(1): 150-196.
- [157] Liberati S, Maccione L. Lorentz Violation: Motivation and new constraints [J]. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2009, 59: 245-267.
- [158] Gleiser R J, Kozameh C N. Astrophysical limits on quantum gravity motivated birefringence [J]. Physical Review D, 2001, 64(8): 083007.
- [159] Martínez-Huerta H, Pérez-Lorenzana A. Restrictions from Lorentz invariance violation on cosmic ray propagation [J]. Physical Review D, 2017, 95(6): 063001.
- [160] Kifune T. Invariance violation extends the cosmic-ray horizon? [J]. The Astrophysical Journal, 1999, 518(1): L21.
- [161] Astapov K, Kirpichnikov D, Satunin P. Photon splitting constraint on lorentz invariance violation from Crab Nebula spectrum [J]. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2019, 2019(04): 054.
- [162] Satunin P. New constraints on Lorentz Invariance violation from Crab Nebula spectrum beyond 100 TeV [Z]. 2019.
- [163] Rubtsov G, Satunin P, Sibiryakov S. Constraints on violation of Lorentz invariance from atmospheric showers initiated by multi-TeV photons [J]. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2017, 2017(05): 049.
- [164] Amelino-Camelia G, Piran T. Cosmic rays and tev photons as probes of quantum properties of space-time [J]. Physics Letters B, 2001, 497(3-4): 265-270.
- [165] Ellis J R, Mavromatos N, Sakharov A S. Synchrotron radiation from the crab nebula discriminates between models of space-time foam [J]. Astroparticle Physics, 2004, 20(6): 669-682.
- [166] Crawford D. Photon decay in curved space-time [J]. Nature, 1979, 277(5698): 633-635.
- [167] Vasileiou V, Jacholkowska A, Piron F, et al. Constraints on Lorentz invariance violation from Fermi-Large Area Telescope observations of gamma-ray bursts [J]. Physical Review D, 2013, 87(12): 122001.
- [168] Collaboration\*† L, Cao Z, Aharonian F, et al. A tera-electron volt afterglow from a narrow jet in an extremely bright gamma-ray burst [J]. Science, 2023, 380(6652): 1390-1396.
- [169] collaboration L, et al. Stringent Tests of Lorentz Invariance Violation from LHAASO Observations of GRB 221009A [J]. arXiv preprint arXiv:2402.06009, 2024.
- [170] Zhu J, Ma B Q. Light speed variation from GRB 221009A [J]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2023, 50(6): 06LT01.
- [171] Li H, Ma B Q. Searching lorentz invariance violation from cosmic photon attenuation [J]. The European Physical Journal C, 2023, 83(3): 192.
- [172] Lang R G, Martínez-Huerta H, De Souza V. Improved limits on Lorentz invariance violation from astrophysical gamma-ray sources [J]. Physical Review D, 2019, 99(4): 043015.
- [173] Albert A, Alfaro R, Alvarez C, et al. Constraints on Lorentz invariance violation from HAWC observations of gamma rays above 100 TeV [J]. Physical review letters, 2020, 124(13): 131101.

- [174] Cao Z, Aharonian F, An Q, et al. Exploring Lorentz invariance violation from ultrahigh-energy  $\gamma$  rays observed by LHAASO [J]. Physical Review Letters, 2022, 128(5): 051102.
- [175] Grieder P K. Extensive air showers: high energy phenomena and astrophysical aspects-a tutorial, reference manual and data book [M]. Springer Science & Business Media, 2010.
- [176] Heitler W. The quantum theory of radiation [M]. Courier Corporation, 1984.
- [177] Matthews J. A Heitler model of extensive air showers [J]. Astroparticle Physics, 2005, 22(5-6): 387-397.
- [178] Evans R D, Evans R. The atomic nucleus: volume 582 [M]. McGraw-Hill New York, 1955.
- [179] Kamata K, Nishimura J. The lateral and the angular structure functions of electron showers [J]. Progress of Theoretical Physics Supplement, 1958, 6: 93-155.
- [180] Greisen K. Cosmic ray showers [J]. Annual Review of Nuclear Science, 1960, 10(1): 63-108.
- [181] Antoni T, Apel W, Badea F, et al. Electron, muon, and hadron lateral distributions measured in air showers by the KASCADE experiment [J]. Astroparticle Physics, 2001, 14(4): 245-260.
- [182] Hörandel J R. Cosmic rays from the knee to the second knee:  $10^{14}$  to  $10^{18}$  eV [J]. Modern Physics Letters A, 2007, 22(21): 1533-1551.
- [183] Supanitsky A, Etchegoyen A, Medina-Tanco G, et al. Underground muon counters as a tool for composition analyses [J]. Astroparticle Physics, 2008, 29(6): 461-470.
- [184] Kampert K H, Unger M. Measurements of the cosmic ray composition with air shower experiments [J]. Astroparticle Physics, 2012, 35(10): 660-678.
- [185] Heck D, Knapp J, Capdevielle J, et al. Corsika: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers [J]. Report fzka, 1998, 6019(11).
- [186] Riehn F, Engel R, Fedynitch A, et al. Hadronic interaction model Sibyll 2.3 d and extensive air showers [J]. Physical Review D, 2020, 102(6): 063002.
- [187] Ostapchenko S. Qgsjet-iii model: physics and preliminary results [C]//EPJ Web of Conferences: volume 208. EDP Sciences, 2019: 11001.
- [188] Pierog T, Karpenko I, Katzy J M, et al. Epos lhc: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider [J]. Physical Review C, 2015, 92(3): 034906.
- [189] Battistoni G, Böhlen T, Cerutti F, et al. Overview of the FLUKA code [J]. Annals of Nuclear Energy, 2015, 82: 10-18.
- [190] Ahdida C, Bozzato D, Calzolari D, et al. New capabilities of the FLUKA multi-purpose code [J]. Frontiers in Physics, 2022, 9: 788253.
- [191] Ferrari A, Ranft J, Sala P R, et al. Fluka: A multi-particle transport code (Program version 2005): CERN-2005-10 [M]. Cern, 2005.
- [192] Böhlen T, Cerutti F, Chin M, et al. The FLUKA code: developments and challenges for high energy and medical applications [J]. Nuclear data sheets, 2014, 120: 211-214.
- [193] Nelson W R, Hirayama H, Rogers D W. Egs4 code system [R]. Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, CA (USA), 1985.
- [194] Thakuria C C, Boruah K. Comparison of EPOS and QGSJET-II in EAS Simulation using CORSIKA code [J]. nucleus, 2011, 24: 25.
- [195] Agostinelli S, Allison J, Amako K a, et al. Geant4—a simulation toolkit [J]. Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 506(3): 250-303.
- [196] Zhang Z, Hou C, Cao Z, et al. Study on the performance of electromagnetic particle detectors of LHAASO-KM2A [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2017, 845: 429-433.

- [197] Zuo X, Xiao G, Feng S, et al. Design and performances of prototype muon detectors of LHAASO-KM2A [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2015, 789: 143-149.
- [198] 左雄. LHAASO-KM2A 缪子探测器设计与性能研究 [D]. 中国科学院大学, 2025.
- [199] **Xiong, Zheng\***, Wu S, He L C, Hui Hai. Method to measure muon content of extensive air showers with LHAASO KM2A-WCDA synergy [J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2024, 1059: 168958. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900223009580>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168958>.
- [200] Bernardini P, forthe ARGO-YBJ Collaboration, et al. ARGO-YBJ experiment in Tibet [C]// Journal of Physics: Conference Series: volume 120. IOP Publishing, 2008: 062022.
- [201] 陈旭. 新升级 AS $\gamma$  实验和蟹状星云内最高能伽玛发射的观测研究 [D]. 中国科学院大学-高能物理研究所, 2019.
- [202] Antoni e T, Apel W, Badea F, et al. The cosmic-ray experiment KASCADE [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment, 2003, 513(3): 490-510.
- [203] Glasmacher M, Catanese M, Chantell M, et al. The cosmic ray energy spectrum between  $10^{14}$  and  $10^{16}$  eV [J]. Astroparticle Physics, 1999, 10(4): 291-302.
- [204] Collaboration I, Abbasi R, Abdou Y, et al. Icetop: The surface component of IceCube [J]. NUCLEAR INSTRUMENTS and METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A-ACCELERATORS SPECTROMETERS DETECTORS AND ASSOCIATED EQUIPMENT, 2012, 700.
- [205] Smith A J. The Milagro Gamma Ray Observatory [C]//29th International Cosmic Ray Conference (ICRC2005): volume 10. 2000: 227-241.
- [206] Zhou H. Search for TeV gamma-ray sources in the galactic plane with the HAWC observatory [D]. Michigan Technological University, 2015.
- [207] 刘成. 西藏 AS $\gamma$  实验地下缪子探测器的性能研究 [D]. 中国科学院大学, 2012.
- [208] Aharonian F, An Q, Bai L, et al. Performance of LHAASO-WCDA and observation of the Crab Nebula as a standard candle [J]. Chinese Physics C, 2021, 45(8): 085002.
- [209] Hu S, Huang Y, Gao C, et al. The charge calibration of LHAASO-WCDA [J]. 37th ICRC (2021), 2021.
- [210] 游智勇. 依托 LHAASO 实验测量和研究宇宙线膝区质子能谱 [D]. 中国科学院大学, 2022.
- [211] 曾宗康. LHAASO-WCDA 动态范围扩展系统研制及中能区能标传递的研究 [D]. 中国科学院大学, 2021.
- [212] Aharonian F, An Q, Axikegu, et al. Construction and on-site performance of the LHAASO WFCTA camera [J]. The European Physical Journal C, 2021, 81: 1-15.
- [213] Kawata K, Sako T, Ohnishi M, et al. Energy determination of gamma-ray induced air showers observed by an extensive air shower array [J]. Experimental Astronomy, 2017, 44: 1-9.
- [214] Li T P, Ma Y Q. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy [J]. Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 272, Sept. 1, 1983, p. 317-324., 1983, 272: 317-324.
- [215] Wang Y J, Zha M, Hu S C, et al. A comparative study on different background estimation methods for extensive air shower arrays [J]. Journal of Instrumentation, 2022, 17(12): P12003.
- [216] Shao L, Ma B Q. Lorentz violation effects on astrophysical propagation of very high energy photons [J]. Modern Physics Letters A, 2010, 25(39): 3251-3266.

- [217] Mattingly D. Modern tests of Lorentz invariance [J]. *Living Reviews in relativity*, 2005, 8(1): 5.
- [218] Rubtsov G, Satunin P, Sibiryakov S. Calculation of cross sections in Lorentz-violating theories [J]. *Physical Review D*, 2012, 86(8): 085012.
- [219] Maccione L, Liberati S. GZK photon constraints on Planck-scale Lorentz violation in QED [J]. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2008, 2008(08): 027.
- [220] Kothes R, Uyaniker B, Pineault S. The Supernova Remnant G106.3+2.7 and Its Pulsar-Wind Nebula: Relics of Triggered Star Formation in a Complex Environment [J/OL]. *The Astrophysical Journal*, 2001, 560(1): 236 – 243. <http://dx.doi.org/10.1086/322511>.
- [221] Rygl K, Brunthaler A, Sanna A, et al. Parallaxes and proper motions of interstellar masers toward the Cygnus X star-forming complex-I. Membership of the Cygnus X region [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2012, 539: A79.
- [222] Cao Z, Aharonian F, An Q, et al. Measurement of ultra-high-energy diffuse gamma-ray emission of the galactic plane from 10 tev to 1 pev with lhaaso-km2a [J]. *Physical Review Letters*, 2023, 131(15): 151001.
- [223] Shaoqiang X, Shicong H, Ruoyu L, et al. Lhaaso Measurement of Galactic diffuse  $\gamma$ -ray emission (gde) in the  $10^\circ > |b| > 5^\circ$  region [C/OL]//Proceedings of 38th International Cosmic Ray Conference(ICRC2023).: PGA1-46. Bexco, Nagoya, Japan, 2023. <https://pos.sissa.it/444/665/pdf>.
- [224] Dembinski H, Arteaga-Velázquez J, Cazon L, et al. Report on tests and measurements of hadronic interaction properties with air showers [C]//EPJ Web of Conferences: volume 210. EDP Sciences, 2019: 02004.
- [225] 武莎. LHAASO 对宇宙线电子测量预期与多阵列联合研究 [D]. 中国科学院大学, 2019.
- [226] Wallace P. The SLALIB library [C]//Astronomical Data Analysis Software and Systems III: volume 61. 1994: 481.
- [227] Gaisser T K, Stanev T, Tilav S. Cosmic ray energy spectrum from measurements of air showers [J]. *Frontiers of Physics*, 2013, 8: 748-758.
- [228] Hoerandel J R. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays [J]. *Astroparticle Physics*, 2003, 19(2): 193-220.
- [229] Friedl M. Cern summer student project: Standard method dijet balance [M]. Carleton University, 2012.
- [230] Morris J. Hep analysis [C]//Two-day seminar on Monte Carlo in HEP analysis. Queen Mary University of London, 2012: 37.
- [231] Zech G. Frequentist and Bayesian confidence intervals [J]. *EPJ direct*, 2002, 4: 1-81.
- [232] Helene O. Upper limit of peak area [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 1983, 212(1-3): 319-322.
- [233] Sullivan G, Collaboration M, et al. Status of the Milagro Gamma Ray Observatory [C]// International Cosmic Ray Conference: volume 7. 2001: 2773.
- [234] Smith A J. HAWC: Design, operation, reconstruction and analysis [J]. arXiv preprint arXiv:1508.05826, 2015.
- [235] Zuñiga-Reyes A, Hernández A, Miranda-Aguilar A, et al. Detection of vertical muons with the HAWC water Cherenkov detectors and its application to gamma/hadron discrimination [J]. arXiv preprint arXiv:1708.09500, 2017.

- [236] Abdo A, Collaboration M. Detection of TeV Gamma-Ray Emission from the Cygnus Region of the Galaxy with Milagro Using a New Background Rejection Technique [C]//AIP Conference Proceedings: volume 867. American Institute of Physics, 2006: 199-208.
- [237] Alfaro R, Alvarez C, Álvarez J, et al. Gamma/hadron separation with the HAWC observatory [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2022, 1039: 166984.
- [238] Abbasi R, Ackermann M, Adams J, et al. Density of GeV muons in air showers measured with IceTop [J]. Physical Review D, 2022, 106(3): 032010.
- [239] Aab A, Abreu P, Aglietta M, et al. The Pierre Auger Observatory upgrade-preliminary design report [J]. arXiv preprint arXiv:1604.03637, 2016.
- [240] Aab A, Abreu P, Aglietta M, et al. Calibration of the underground muon detector of the Pierre Auger Observatory [J]. Journal of Instrumentation, 2021, 16(04): P04003.
- [241] Huang J, Zhai L, Chen D, et al. Performance of the Tibet hybrid experiment (YAC-II+ Tibet-III+ MD) to measure the energy spectra of the light primary cosmic rays at energies 50–10,000 tev [J]. Astroparticle Physics, 2015, 66: 18-30.
- [242] Amenomori M, Bao Y, Bi X, et al. First detection of photons with energy beyond 100 TeV from an astrophysical source [J]. Physical review letters, 2019, 123(5): 051101.
- [243] Amenomori M, Bao Y, Bi X, et al. First detection of sub-PeV diffuse gamma rays from the galactic disk: Evidence for ubiquitous galactic cosmic rays beyond PeV energies [J]. Physical Review Letters, 2021, 126(14): 141101.
- [244] 冯朝阳. 利用西藏 AS $\gamma$  实验寻找 100TeV 伽马射线发射 [D]. 中国科学院大学, 2010.
- [245] Li H C, Yao Z G, Yu C X, et al. A method to monitor and measure the water transparency in LHAASO-WCDA using cosmic muon signals [J]. Chinese physics C, 2017, 41(2): 026002.
- [246] Wu S, Chen L, Chen S, et al. Study of the trigger mode of LHAASO-KM2A [J]. Astroparticle Physics, 2018, 103: 41-48.
- [247] 王晓洁. LHAASO-WCDA 本底噪声过滤与簇射事例重建方法的研究 [D]. 中国科学院大学, 2017.
- [248] Albrecht J, Cazon L, Dembinski H, et al. The Muon Puzzle in cosmic-ray induced air showers and its connection to the Large Hadron Collider [J]. Astrophysics and Space Science, 2022, 367(3): 27.



## 附录一 WCD 单元探测器模拟缪子信号特征

### 1 WCD 缪子信号特征峰的位置

尺寸为  $D$  的 PMT 收集到的 WCD 缪子信号光电子数  $N$  与缪子辐射切伦科夫光的径迹长度  $D/\sin \theta_c$ , PMT 尺寸在切伦科夫光锥的某个环带上的占比  $D/(2\pi R_p)$  和水吸收效应  $e^{-R_p/(\sin \theta_c \cdot \lambda)}$  三者有关, 考虑 PMT 的量子效率, 在水中单位长度的缪子径迹产生的光电子数约为 60 PE/cm, 所以 WCD 缪子信号特征峰的光电子数可以估算为:

$$N = 60 \cdot \frac{D}{\sin \theta_c} \cdot \frac{D}{(8R_p)} \cdot e^{-R_p/(\sin \theta_c \cdot \lambda)}, \quad (\text{附 1-1})$$

PMT 尺寸  $D$ , 水衰减长度  $\lambda$  和缪子径迹几何参数  $R_p$  三个变量中只有缪子径迹几何参数  $R_p$  是可变的。由于 WCD 探测器单元值间有隔光帘分开, 切伦科夫光不能透过隔光帘, 所以 PMT 只能收集到当前 WCD 水体内对应缪子径迹产生的切伦科夫光。缪子径迹几何参数  $R_p$  存在取值范围  $[0, 2.5\sqrt{2} \text{ m}]$ 。WCD 缪子信号特征峰应该对应着完整的缪子径迹, 可以用  $R_p$  为半径规划球面的方式搜索完整的缪子径迹对应的几何参数  $R_p$  典型值。随着  $R_p$  的增大, 球面与 WCD 探测器单元立方体边界在  $[0, 2.5 \text{ m}]$  范围内没有相切,  $R_p=2.5 \text{ m}$  时相切, 在  $[2.5 \text{ m}, 2.5\sqrt{2} \text{ m}]$  范围内相交。在  $R_p=2.5 \text{ m}$  时球与立方体相切时, 缪子在水中产生的切伦科夫光的位置到 PMT 距离为  $r \approx 3.75 \text{ m}$ 。这个值小于等效水深, 也就是缪子径迹几何参数  $R_p = 2.5 \text{ m}$  的缪子穿过水体径迹产生的切伦科夫光可以全部都被 PMT 接收到, 而且不会受到 WCD 单元几何的影响, 所以将 2.5 m 作为 WCD 缪子信号特征峰对应  $R_p$  的典型值。

基于 WCDA 阵列中 8 英寸和 20 英寸两种 PMT 规格, 可以分别计算得到在 1 号水池和 2 号水池中缪子信号特征峰的光电子数:

$$N = 14.5 \text{ PE, when } D = 20 \text{ cm} \quad (\text{附 1-2})$$

$$N = 94 \text{ PE, when } D = 50 \text{ cm}. \quad (\text{附 1-3})$$

上述结果与模拟和实验数据结果吻合, 说明简化模型可以很好地解释 WCD 缪子信号特征峰的起始位置。

### 2 WCD 缪子信号光电子数分布指数

为了方便后面的推导, 先约定如下简化模型的方法: 当  $R_p < R_p^{rmtypical}$  时,  $\text{pe}$  会因为环带占比  $D/(2\pi R_p)$  和水吸收效应  $e^{-R_p/\lambda}$  两项的贡献而增大。在  $\lambda \gg R_p$  时,  $e^{-R_p/\lambda}$  项的贡献不算大, 先近似为 1。我们可以得到 PMT 接收到切伦科夫光锥环带上的光电子数  $N_{pe} \sim A/R_p$ , 其中  $A$  为常数。

## 2.1 入射缪子各向同性

入射缪子各向同性就是，缪子的径迹在  $R_p$  球壳上均匀分布，我们可以分别写出 PDF  $f(R_p)$  和 CDF  $F(R_p)$ ：

$$f(R_p) = \frac{4\pi R_p^2}{4\pi/3 r_{\max}^3} \quad (\text{附 1-4})$$

$$F(R_p) = \int_0^{r_{\max}} f(R_p) dR_p = 1 \quad (\text{附 1-5})$$

现在需要将上述概率分布转换为用  $N_{pe}$  表示，有，

$$N_{pe} \sim \frac{A}{R_p} \Leftrightarrow r_p \sim \frac{A}{N_{pe}} \quad (\text{附 1-6})$$

进一步改写为：

$$dN_{pe} = |A/r_p^2| dr_p \quad (\text{附 1-7})$$

我们可以写出  $N_{pe}$  的 CDF：

$$F(N_{pe}) = N_{pe}^{\min} = A/r_{\max} \quad (\text{附 1-8})$$

对这个式子做进一步展开我们可以得到：

$$\begin{aligned} F(N_{pe}) &= \int_{N_{pe}^{\min}}^{\infty} \frac{4\pi(A/N_{pe})^2}{4\pi/3(A/N_{pe}^{\min})^3} \cdot rp^2/A dN_{pe} \\ &= \int_{N_{pe}^{\min}}^{\infty} 3 \cdot (A/N_{pe})^2 \cdot (A/N_{pe}^{\min})^{-3} \cdot (A/N_{pe}^2) dN_{pe} \quad (\text{附 1-9}) \\ &= \int_{N_{pe}^{\min}}^{\infty} 3 \cdot (N_{pe}^{\min})^3 \cdot (N_{pe})^{-4} dN_{pe} \end{aligned}$$

所以  $N_{pe}$  的 PDF  $f(N_{pe})$ ：

$$f(N_{pe}) = 3 \cdot (A/r_{\max})^3 \cdot (N_{pe})^{-4} \quad (\text{附 1-10})$$

不考虑缪子入射方向性，WCD 对缪子信号光电子数分布指数为 -4。

## 2.2 入射缪子具有方向性

如果入射缪子具有方向性，那么上一小节 2.1 中的均匀分布  $f(R_p)$ ，需要修改为  $f'(R_p, \theta)$ 。假设入射缪子的天顶角分布可以写作  $f'(\theta)$ ，我们可以假设仍然随着方位角均匀分布， $r$  和  $\theta$  两个变量相对独立，即  $f'(R_p, \theta) = f'_{R_p}(R_p) \cdot f'_{\theta}(\theta)$ 。不难写出  $R_p$  的 PDF 和 CDF：

$$f'_{R_p}(R_p) = \int_0^{\pi/2} f'(R_p, \theta) d\theta = \frac{2\pi R_p}{\pi r_{\max}^2} \quad (\text{附 1-11})$$

$$F'_{R_p}(R_p) = \int_0^{r_{\max}} \frac{2\pi R_p}{\pi r_{\max}^2} dR_p = 1 \quad (\text{附 1-12})$$

写出  $\theta$  的 PDF 和 CDF:

$$f'_\theta(\theta) = \int_0^{r_{\max}} f'(R_p, \theta) dR_p = g(\theta) \quad (\text{附 1-13})$$

$$F'_\theta(\theta) = \int_0^{\pi/2} g(\theta) d\theta = 1 \quad (\text{附 1-14})$$

又因为  $r$  和  $\theta$  两个变量相对独立, 可以乘在一起分别求积分:

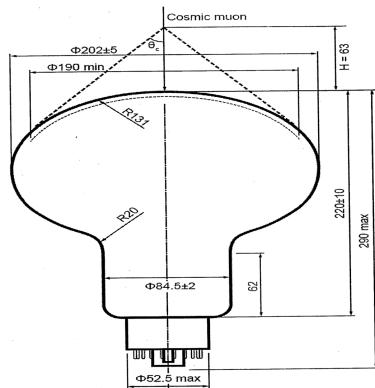
$$F'(R_p, \theta) = \int_0^{r_{\max}} \int_0^{\pi/2} \frac{2\pi R_p}{\pi r_{\max}^2} g(\theta) d\theta dR_p \quad (\text{附 1-15})$$

$$\Downarrow \quad (\text{附 1-16})$$

$$F'(N_{pe}) = \int_{N_{pe}^{\min}}^{\infty} 2(N_{pe}^{\min})^2 \cdot (N_{pe})^{-3} dN_{pe} \quad (\text{附 1-17})$$

所以考虑缪子入射方向性, WCD 对缪子信号光电子数分布指数为-3。

### 3 WCD 缪子信号截止峰的位置



附图 1-1 8 英寸的 PMT(CR-365) 被一个正上方的缪子入射示意图。

**App Figure 1-1 The Sketch of 8-inch PMT (CR-365). A normal-incident muon hits on the center of the PMT.**

当缪子击中 WCD 中的 PMT, PMT 会收集到缪子径迹上产生的切伦科夫光的锥面上的所有光子, 最后收集到大信号的光电子  $N_{pe}$ 。如图 1-1 所示, 8 英寸

的 PMT 可以分别看见缪子在水中约 6.3 cm 的径迹和在 PMT 玻璃中 0.3 cm 的径迹。而玻璃的折射率为 1.5，而水只有 1.33。根据公式 (3-20) 的公式而言，如果水中单位长度的切伦科夫光子数产额因子  $\frac{dN}{dx} = 330 \text{ cm}^{-1}$ 。换算下来，玻璃中的单位长度的切伦科夫光子数产额因子  $\frac{dN}{dx} = 420 \text{ cm}^{-1}$ 。考虑到量子效率  $Q(E)$  的效应后，可以等效为在水中的单位长度缪子径迹在 PMT 上的光电子数产额为 60.0 PE/cm，在玻璃中的光电子数产额为 83.6 PE/cm。于是可以计算出缪子直接击中 PMT 收集到的截止信号峰  $N_{pe}^{cut}$ ：

$$N_{pe}^{cut} = 6.3 \text{ cm} \cdot 60.0 \text{ [PE/cm]} + 0.3 \text{ cm} \cdot 83.6 \text{ [PE/cm]} = 403.1 \text{ [PE]} \quad (\text{附 1-18})$$

#### 4 WCD 小信号缪子比例

WCD 的缪子小信号堆积在 1 PE 处，这个是由于根据切伦科夫角  $\theta_c$  和入射几何  $R_p$  的原因，导致 PMT 看不到对应径迹的全部。可以用一个半径为  $R_p$  半球体与直径为 5 m 的 WCD 探测器单元相切这个几何模型来理解这个问题。当  $R_p \leq 2.5 \text{ m}$  时，也就是缪子径迹与这个球面相切，那么缪子在水中产生的切伦科夫光对应的那一段完整径迹可以被 PMT 看到。同样的，如果穿过了球面，那么 PMT 也可以看到完整径迹，这时它们都在信号分布  $N_{pe}$  上服从以 -3 为指数的幂律分布，在信号大小与  $R_p$  呈反比例且受到  $R_p$  的自然指数调制。只有径迹不与球面相切的情况下，会得到小信号。得到完整信号的概率  $P(N_{pe} \geq 11\text{PE})$ ，可以类比于蒲丰投针问题 (Buffon's needle problem) 使用积分几何得到体积比近似为得到完整信号的概率比：

$$\begin{aligned} R_V &= \frac{V_{WCD, PMT} + 2/3\pi \cdot R_p^3}{V_{WCD}} \\ &= \frac{12m^2 + 32.7m^3}{112.5m^3} = 39.8\% \end{aligned} \quad (\text{附 1-19})$$

那么  $P(N_{PE} < 11\text{PE}) \simeq 1 - 39.8\% = 60.2\%$  和正文 6.2.1 的 MC 模拟结果几乎一致。

## 附录二 实验/模拟数据信息汇总

### 1 各家宇宙线实验数据来源汇总

图 2-1 中数据经过如下处理:

- **AMS-02** 实验: 全粒子能谱通过累加对质子和氦核的能谱的独立测量结果得到<sup>[17,18]</sup>, 反质子和轻子的数据来源<sup>[19–21]</sup>。数据库下载自 [CRDB](#) 网站<sup>[29]</sup>;
- **AUGER** 实验: 宇宙线能谱数据来源<sup>[23]</sup>, 数据取自其官网 [AUGER website](#);
- **BESS-TeV** 实验: 全粒子能谱通过累加对质子和氦核的能谱的独立测量结果得到<sup>[29][22]</sup>。数据库下载自 [CRDB](#) 网站<sup>[29]</sup>;
- **CALET** 实验: 轻子谱数据来源<sup>[24]</sup>, 数据库下载自 [ASI](#) 网站<sup>[27]</sup>;
- **CREAM** 实验: 使用的质子, 氦核, 碳和氧的测量能谱<sup>[25,26]</sup>;
- **DAMPE** 实验: 轻子谱结果来自于<sup>[33]</sup>, 数据库下载自 [ASI](#) 网站<sup>[27]</sup>;
- **FERMI** 实验: 河外弥散伽马 (EGB) 背景推算结果来自于<sup>[37]</sup>, 选用文中图 14,15 和 16 对同天区的结果之和, 等效于对银经  $0 < l < 360^\circ$  和银纬  $|b| < 20^\circ$  的区域。IGRB 流强推算结果来自于<sup>[37]</sup>, 采用 [A 模型](#)积分流强结果;
- **HAWC** 实验: 全粒子能谱来自于表 4<sup>[28]</sup>, 平均能量由每个能量段的  $\sqrt{E_{\min} \cdot E_{\max}}$  计算得到;
  - **H.E.S.S.** 实验: 轻子谱由得到<sup>[30]</sup>, 数据库下载自 [ASI](#) 网站<sup>[27]</sup>;
  - **ICECUBE** 实验: 中微子流强的测量来自于<sup>[38]</sup> 中图 7 公布的 HESE 的微分流强。数据从图中数字化并乘以 3 即可计算出所有味道的天体中微子流强;
  - **ICETOP** 实验: 全粒子宇宙线数据来自于文献中的图 3<sup>[31]</sup>;
  - **KASKADE-GRANDE** 实验: 全粒子宇宙线数据来自于的表 B.6<sup>[32]</sup>;
  - **PAMELA** 实验: 全粒子能谱通过累加对质子和氦核的能谱的独立测量结果得到<sup>[34,35]</sup>。数据库下载自 [CRDB](#) 网站<sup>[29]</sup>;
  - **TIBET-III** 实验: 全粒子宇宙线数据来自于的图 4(QGSJET+HD 模型)<sup>[36]</sup>。

### 2 模拟数据集信息汇总

表 2-1 在本论文中用于分析的模拟数据集的基本参数, 包含了模拟粒子种类, 相互作用模型, 能谱模型, 能量范围, 天顶角范围, 投点范围和理论投点接受度 (Aperture)。

**附表 2-1 用于本论文数据分析使用的宇宙线数据集。CORSIKA 模拟中设置强相互作用模型, 用”QF”表示”QGSJET-FLUKA”, ”EF”表示”EPOS-FLUKA”, 电磁相互作用设置为 EGS4 模型。宇宙线成分加权里, ”G”表示 Gaisser 模型,”H”表示 Hörandel 模型。**

**App Table 2-1 The Cosmic Ray simulation datasets in this dissertation. As for the hadronic interaction model recipe in the CORSIKA simulation, ”QF” stands for the ”QGSJET-FLUKA” while ”EF” stands for the ”EPOS-FLUKA” both fixed the QED model as EGS4. As for the cosmic-ray spectrum component model re-weighting, ”G” denotes the Gaisser model, ”H” denotes the Hörandel model.**

数据集名称	粒子种类	作用模型	成分模型	能量范围 (GeV)	天顶角范围 (°)	投点范围 (m)	$A_{MC}(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$
MC-Data1	CR	QF, EF	G, H	$10^3 - 10^7$	[0, 40]	[0, 1000]	4,077,882.8
MC-Data2	CR	QF	G, H	$10^3 - 10^7$	[0, 40]	[260, 480]	663,879.32
MC-Data3	CR	QF, EF	G, H	$10^{4.4} - 10^{5.2}$	[0, 40]	[200, 480]	776,428.88
MC-Data3-CRE	CRE	EGS4	-	$10^3 - 10^7$	[0, 40]	[200, 480]	776,428.88
MC-Data3-Gamma	Gamma	EGS4	-	$10^3 - 10^7$	[0, 70]	[0, 1000]	8,715,080

**附表 2-2 MC-Data1 数据集的统计量。**

**App Table 2-2 The simulation stastics in “MC-Data1” dataset.**

模拟能段 (GeV)	Proton	He	CNO	MgAlSi	Fe
$10^3 - 10^4$	$10^8$	$10^8$	$10^8$	$10^8$	$10^8$
$10^4 - 10^5$	$10^7$	$10^7$	$10^7$	$10^7$	$10^7$
$10^5 - 10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$
$10^6 - 10^7$	$10^5$	$10^5$	$10^5$	$10^5$	$10^5$

**附表 2-3 MC-Data2 数据集的统计量。**

**App Table 2-3 The simulation stastics in “MC-Data2” dataset.**

模拟能段 (GeV)	Proton	He	CNO	MgAlSi	Fe
$10^4 - 10^5$	$10^8$	$10^8$	$10^8$	$10^8$	$10^8$
$10^5 - 10^6$	$10^7$	$10^7$	$10^7$	$10^7$	$10^7$
$10^6 - 10^7$	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$
$10^7 - 5 \times 10^7$	$10^5$	$10^5$	$10^5$	$10^5$	$10^5$

**附表 2-4 MC-Data3 数据集的统计量。**

**App Table 2-4 The simulation stastics in “MC-Data3” dataset.**

模拟能段 (GeV)	Proton	He	CNO	MgAlSi	Fe
$2.5 \times 10^4 - 4.0 \times 10^4$	$1.0 \times 10^7$	$1.0 \times 10^7$	$5.0 \times 10^6$	$5.0 \times 10^6$	$5.0 \times 10^6$
$4.0 \times 10^4 - 6.4 \times 10^4$	$1.5 \times 10^7$	$1.5 \times 10^7$	$5.0 \times 10^6$	$5.0 \times 10^6$	$5.0 \times 10^6$
$6.4 \times 10^4 - 1.0 \times 10^5$	$4.0 \times 10^7$	$4.0 \times 10^7$	$1.5 \times 10^6$	$5.0 \times 10^6$	$5.0 \times 10^6$
$1.0 \times 10^5 - 1.6 \times 10^5$	$1.0 \times 10^8$	$1.0 \times 10^8$	$3.0 \times 10^6$	$1.0 \times 10^7$	$1.0 \times 10^7$

附表 2-5 MC-Data3-CRE 和 MC-Data3-Gamma 数据集的统计量。

**App Table 2-5** The simulation stastics in “MC-Data3-CRE” and “MC-Data3-Gamma” dataset.

模拟能段 (GeV)	MC-Data3-CRE	MC-Data3-Gamma
$10^3 - 10^4$	$10^8$	$10^8$
$10^4 - 10^5$	$10^7$	$10^7$
$10^5 - 10^6$	$10^6$	$10^6$
$10^6 - 10^7$	$10^5$	$10^5$



## 致 谢

首先感谢 LHAASO-KM2A 组的刘佳老师，我才有机会从材料物理专业转到所憧憬的高能物理专业，去尝试一个对我而言全新的研究领域。

衷心感谢我的导师何会海老师，他才是真正领着我走进高能物理专业的老师。他在我博士工作选题期间付出了很多的时间和我讨论我的文献调研成果，让我对宇宙线物理前沿知识的有了相当扎实的基础。博士工作选题也考虑到了博士所该有的对实验里的探测器和对合作组底层的数据处理流程该有的掌握程度做了合理的安排和设计。只要和何老师一起开数据分析讨论会，他可以很快地指出我在数据处理过程里犯的错误，并且经常批评我要自己严谨检查处理过程。尽管每次开会何老师都要被我气到吐血，但是还是愿意下次接着批评我然后自己气到吐血。虽然在数据分析里我属于“又菜又爱玩”，直到临近博士毕业才大概领悟到了为什么这样做原由以及怎么做的方法。还十分感谢何老师可以和我在科研讨论之余，讨论“毫无意义”的人生。

衷心感谢副导师武莎老师，领着我熟悉组内的模拟，重建和物理分析的全部流程。武莎老师一直留心我的研究进展，在我思绪卡住的时候给我梳理思路，在我急躁的时候为我宽心，她在担任我副导师的两年时间里迅速的从师姐的身份成长起来，在我眼里现在在组内已经很有带学生的实力了。

在申请海外博后的工作里，感谢刘佳老师和何老师一直在帮我留意博后信息，感谢的 LHAASO 组发言人曹臻老师和 TRIDENT 组发言人徐东莲老师在我申请博后的过程中为我做推荐人。目前因为我科研资历尚浅还没有组愿意伸出橄榄枝，我还是非常感谢老师们为我在申请海外博后的事情上付出的精力。

在 LHAASO-KM2A 组里李骢师兄和陈良师兄在洛伦兹破缺工作里提供的数据分析的帮助，高卫师姐和张恒英师姐宇宙线电子测量的数据分析部分的提供的宝贵建议，感谢赵静老师在 G4KM2A 程序调试部分提供的宝贵协助，感谢齐金灿师弟在我撰写博士论文期间帮我找论文中的笔误。感谢在 LHAASO-WCDA 组里同期高伟康和岳华为我讲解 G4WCDA 模拟程序的结构和细节。感谢刘佳老师和肖刚老师在 LHAASO 现场安装探测器时基于我生活上的帮助。在 LHAASO-WFCTA 组里同期陈素弘，尹丽巧师姐，游智勇师兄提供了物理分析指导的相关帮助。计算中心的李海波老师，姜晓巍老师和石京燕老师在部署 G4KM2A 模拟程序到东莞的超算上提供了巨大的帮助，让我可以产生比之前 KM2A 组内多 2 个数量级统计量的模拟事例。JUNO 组的韩鹤冲师弟和室友辛钊和我讨论统计分析相关知识和能谱解谱的帮助。在此感谢大家在我念博士期间为我学术工作中提供的宝贵经验和帮助。

在博士期间的生活十分的单调，但是也有幸遇到了让我生活多彩的人：做了我五年的活宝室友，辛钊。周末总能喊出来人吃饭的 352 大宿舍室友高伟康，管宇铎，徐郁和徐晨飞。JUNO 组的胡宇翔，李兆涵师兄还有 HUNT 组王子珂是

同我在健身房里猛练的功友。在高能所公众号实习和各种地方实习遇见的 CEPC 组的陈珊红师姐和 JUNO 组的同期蒋炜总能倾听我科研和生活的苦恼。和我并肩在 LHAASO 现场安装探测器时 MD 探测器爬上爬下累死累活最后在回基地后原意和我在氧气稀薄的夕阳下去吃一碗面的胡铨同期和王昌贝师弟。

感谢远在天边或是陪在我身边的朋友，按照字母顺序非常感谢樊灵锐、黄毛蔚、辛钊、袁艺<sup>1</sup>、张艺檬、张臻琢和周浩然，在学习之余的畅聊之中让我感到朋友之间的默契与心安。感谢我的父母和继父母一直在背后支持我，对于我的发展规划给予我充分自主选择的权力。感谢玉泉路街口的麦当劳，为我提供了 4 年份的双层吉士汉堡（不要吉士），板烧鸡腿堡和双层麦香鱼汉堡。

最后我要感谢翻阅本论文的读者。不同于组里之前的师兄师姐的博士论文，这篇论文叙述方式，分析过程甚至有一点冗长。但是希望你们可以感受到这篇论文背后作者尽力想解释清楚每一点的心情，希望论文中的某一部分值得你们参考或者为你们提供解决问题的小小灵感。再次感谢你们！

2023 年 3 月

---

<sup>1</sup>现在是未婚妻了。特别感谢你对性格古怪的我一直很包容。

## 作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果

### 作者简历：

2015 年 09 月——2019 年 06 月，在武汉理工大学大学材料科学与工程学院获得学士学位。

2019 年 09 月——2024 年 06 月，在中国科学院高能物理研究所攻读博士学位。

### 已发表（或正式接受）的学术论文：

- (1) Xiong, Zheng\*, S. Wu, and L. C. He Hui Hai, “Method to measure muon content of extensive air showers with LHAASO KM2A-WCDA synergy,” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, vol. 1059, p. 168 958, 2024, ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168958>.
- (2) L. Chen, Xiong, Zheng\*, C. Li, S. Chen, and H. He, “Strong constraints on Lorentz violation using new  $\gamma$ -ray observations around PeV,” Chinese Physics C, vol. 45, no. 10, p. 105, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/ac1166>.
- (3) Xiong, Zheng\*, H. H. He, and S. Wu, “Method to measure muon content of extensive air showers with LHAASO KM2A-WCDA synergy,” PoS(ICRC2023)314, vol. PCRI1-13, Nagoya, Japan, 2023. URL: <https://pos.sissa.it/444/314/pdf>.
- (4) Xiong, Zheng\*, S. Wu, and H. H. He, “Measurement of cosmic-ray electrons with LHAASO KM2A-WCDA synergy,” PoS(ICRC2023)315, vol. CRI7-03, Nagoya, Japan, 2023. URL: <https://pos.sissa.it/444/315/pdf>.

### 参加的研究项目及获奖情况：

- (1) 2023 所长奖学金 表彰奖

