

分类号 \_\_\_\_\_

密级 \_\_\_\_\_

UDC \_\_\_\_\_

编号 \_\_\_\_\_

# 中国科学院研究生院

## 博士学位论文

### ARGO-YBJ实验的宇宙线月影及“膝”区能谱唯象研究

王博

指导教师 \_\_\_\_\_ 胡红波 研究员

中国科学院高能物理研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2010年4月 论文答辩日期 2010年5月

培养单位 \_\_\_\_\_ 中国科学院高能物理研究所

学位授予单位 \_\_\_\_\_ 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 \_\_\_\_\_

Typeset by L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X 2<sub>•</sub> at June 4, 2010  
With package **CASthesis** v0.1h of CT<sub>E</sub>X.ORG

Moon's shadow measurements with  
ARGO-YBJ experiment and  
phenomenological study on the knee of  
cosmic ray spectrum

Wang Bo

Supervisor:

Prof. Hu Hongbo

Institute of High Energy Physics Chinese Academy of Sciences

June, 2010

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.  
in Particle physics*



## 声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下独立进行研究工作所取得的成果，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_

## 关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解中国科学院高能物理研究所“关于中国科学院高能物理所研究生论文及研究成果使用权的规定”(2001)高发研生字第315号文件，即：高能物理研究所拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：(1)已获学位的研究生必须按规定提交学位论文，高能物理研究所可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；(2)为教学和科研目的，高能物理研究所可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供科研人员阅读，或在所内网站供科研人员浏览部分内容；(3)根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》，向国家图书馆等相关部门报送可以公开的学位论文。

签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_



## 摘 要

本论文工作包含两部分相互独立的工作：(1)ARGO-YBJ实验的宇宙线月亮阴影研究，(2)宇宙线“膝”区的唯象研究。

原初宇宙线粒子在向地球传播过程中会被月亮所遮挡，在相应方向上造成宇宙线流量缺失，这就是原初宇宙线的月亮阴影效应。利用宇宙线的月亮阴影效应，我们可以对ARGO-YBJ实验探测器性能进行研究，也可以测量宇宙线中的正反质子的比例。

ARGO-YBJ实验自从2006年稳定运行以来，分析得到 $55\sigma$ 统计显著性的月亮阴影。利用月亮阴影检测了探测器的主要性能：角分辨，指向误差，能量绝对标定，长期稳定性。结果显示在几个TeV能区阵列的角分辨小于1度。系统指向误差在南北方向有大约0.2度，在东西方向数据和MC吻合的比较好。考虑到成份和强相互作用的影响，能量测量误差总的来看小于18%。利用宇宙线在月亮方向缺失我们检测了其长期稳定性（观测和预期吻合），显示其阵列运行是稳定的。另外我们也利用月亮阴影给出了在2 TeV和5 TeV能区正反质子比90%的流强上限值分别为6%和7%，给出了在此能区正反质子比国际上最好的测量，具有重要意义。

自从1958年G.Kulikov和G.Kristiansen发现宇宙线谱“膝”的结构以来，由于它对研究宇宙线的起源，加速，传播具有重要意义，宇宙线“膝”研究一直以来都是宇宙线领域重要而且基本课题。

我们在分析多家实验所测量到的能谱的基础上，用经验双幂率函数来描述分成份能谱，进而获得全粒子谱，结果显示实验数据和计算结果符合的非常好，“膝”区的结构应该主要归于氦谱的截断。另外我们提出了具有原创性的模型（高能宇宙线和位于加速源处的强辐射场发生产生正负电子对的相互作用），研究了宇宙线能谱的膝的产生机制及其它精细的能谱结构。结果显示，仅利用一套源的模型参数就能同时解释下列有关“膝”及亚TeV能区正负电子超出的问题：(1) 宇宙线能谱“膝”和“膝”的尖锐拐折结构；(2) “膝”区附近宇宙线能谱的不规则结构；(3) 所谓的银河宇宙线的“B”成份问题；(4) 亚TeV能区正负电子的超出。另外，我们也发现年轻的超新星遗迹的环境与根据数据得出的模型参数比较类似，这或许暗示至少宇宙线的一部分是被类似于年轻超新星特点的

加速源所加速的。一套参数能很好的同时解释许多宇宙线问题也进一步说明了(1)这些宇宙线主要来自于一类标准源或者一个单独的源, 所谓标准主要是指它们有相似的源参数, 比如相似的辐射场, 相似的成份丰度和谱指数, 这些源的平均效果等同于一个标准源, (2)如果是单独的源, 那么这个源应该离我们较近( $\sim Kpc$ )但也不能太近( $\ll Kpc$ ), 否则会观测到很大的宇宙线的各向异性, 除非有什么很特殊的机制把它抵消掉了; 这个源也可以较远但应该比较强(比如来自银心)。我们期望沿着这个模型的思路, 将能对宇宙线的起源, 加速和传播这三大基本问题开展更深入的研究。

**关键词:** 宇宙线, 尖锐的膝, 精细结构, 月亮阴影, 探测器性能, 正反质子比例

## Abstract

In the thesis, there are two independent work: (1)the moon shadow of cosmic rays with ARGO-YBJ experiment,(2) phenomenological study on the “knee” of cosmic ray spectra.

Hitting of the cosmic rays on the moon leads to the loss of cosmic ray flux from the direction of the moon and this is known as the moon shadowing effect. While traveling from the moon to the observer on the earth, the charged cosmic ray experiences the bending force from geomagnetic field inverse proportional to its momentum and therefore shift the moon shadow from its nominal position.

The observed shape and position of moon shadow enable us to calibrate the possible systematic error in the energy scale, angular resolution and pointing error, and the long-term deficit in moon direction can provide a tool to check the long-term stability. The ARGO-YBJ experiment, in stable operation since June, 2006, has observed the clearest moon shadow in the world up to  $55\sigma$  statistical significance. Using the analysis of the moon shadow, we checked the performance of array including angular resolution, pointing error, energy calibration, long-term stability. Results show that the angular resolution is better than  $1^{circ}$  in the muti-TeV energy region, the systematic pointing error is about  $0.2^o$  in north-south direction and we can correct it when doing other physical analysis, the systematic uncertainty in energy scale is below 18%, and the array operation also is stable. Finally we also set an upper limit of the  $\bar{p}/p$  flux ratio in 2TeV and 5TeV , which are 6% and 7% respectively. The measurement is the best result in the TeV region in the wold until now and it is important to study the production of antiproton.

Since the discovery made by Kulikov & Kristiansen, the “knee” of cosmic ray (CR) spectra observed  $\sim 4PeV$  has remained a puzzle for half a century. The origin of knee has become a key problem of CR physics, as it is closely related to the source, acceleration and propagation of the Galactic CRs.

We proposed a new model to explain the knee of CR spectra using nuclei-

photon interactions around the acceleration sources. Young supernova remnants can be the physical realities of such kind of CR acceleration sites. The results show that the model can well explain the following problems simultaneously with one set of source parameters: the knee of CR spectra and the sharpness of the knee, the detailed irregular structures of CR spectra, the so-called “component B” of Galactic CRs, and the electron/positron excesses reported by recent observations. The coherent explanation serves as evidence that at least a portion of CRs might be accelerated at the sources similar to young supernova remnants. We note that only one single set of parameters is enough to explain the data, it may indicate that the sources are “standard” which have similar parameters such as the temperature evolution of the radiation field, the relative abundances and spectral indices for individual elements, or the observed fine structures of CRs spectra are mainly due to one single source, either nearby or not so nearby but intensive (e.g. possibly the Galactic center). This work can be regarded as one progress approaching the origin of CRs.

**Keywords:** cosmic rays, sharp knee, fine structures, moon shadow, antiproton

# 目 录

摘要	iii
Abstract	v
目录	vii
<b>第一章 引言</b>	<b>1</b>
1.1 宇宙线的发现及研究历史 . . . . .	1
1.2 宇宙线的基本知识 . . . . .	2
1.2.1 宇宙线成份与能谱 . . . . .	2
1.2.2 宇宙线的起源、加速和传播 . . . . .	6
1.2.3 宇宙线中的反质子 . . . . .	9
1.3 宇宙线的探测 . . . . .	9
1.4 小结 . . . . .	11
<b>第二章 羊八井宇宙线观测站</b>	<b>13</b>
2.1 广延大气簇射EAS简要介绍 . . . . .	13
2.2 广延大气簇射的探测 . . . . .	15
2.3 羊八井宇宙线观测站 . . . . .	16
2.4 ARGO-YBJ探测器介绍 . . . . .	18
2.4.1 RPC系统 . . . . .	18
2.4.2 气体系统和高压系统 . . . . .	20
2.4.3 探测器监控系统 . . . . .	21
2.4.4 电子学系统 . . . . .	21
2.5 ARGO-YBJ实验的物理目标 . . . . .	22
2.6 ARGO-YBJ实验数据 . . . . .	23

2.6.1	原始数据	23
2.6.2	时间标定	24
2.6.3	芯位和方向重建	25
2.7	小结	28
<b>第三章</b>	<b>利用月影检测ARGO-YBJ阵列的性能</b>	<b>29</b>
3.1	月亮阴影数据分析	29
3.1.1	月亮信息	29
3.1.2	等天顶角方法	29
3.1.3	分析结果	32
3.2	数据的模拟	34
3.3	月亮阴影的模拟	36
3.3.1	模拟月亮阴影方法	37
3.3.2	地磁场和高能粒子的偏转	39
3.4	利用月影检测阵列的性能	43
3.4.1	ARGO阵列的角分辨	45
3.4.2	ARGO阵列的系统指向误差	47
3.4.3	ARGO阵列的能量绝对标定	49
3.4.4	ARGO阵列的长期稳定性	52
3.5	小结	53
<b>第四章</b>	<b>利用月影测正反质子的比例</b>	<b>55</b>
4.1	宇宙线中反质子简介	55
4.2	利用ARGO-YBJ数据测正反质子比例	56
4.2.1	方法	56
4.3	小结	58
<b>第五章</b>	<b>宇宙线能谱膝的研究</b>	<b>61</b>
5.1	宇宙线的能谱	61
5.1.1	直接测量和间接测量	62

5.2 宇宙线“膝”区理论解释 . . . . .	72
5.3 双幂率拟合解释 . . . . .	75
5.4 宇宙线和背景光相互作用解释 . . . . .	78
5.4.1 模型介绍 . . . . .	78
5.4.2 计算结果 . . . . .	82
5.4.3 讨论 . . . . .	86
5.5 小结 . . . . .	87
<b>第六章 总结和展望</b>	<b>89</b>
<b>参考文献</b>	<b>91</b>
<b>发表文章目录</b>	<b>103</b>
<b>致谢</b>	<b>105</b>



## 表 格

4.1 不同反质子能谱的结果 . . . . .	58
5.1 实验数据摘要 . . . . .	62
5.2 MC计算中的参数设置 . . . . .	83



## 插 图

1.1 宇宙线化学成份和太阳系中元素的化学成份比较(归一化到硅)。	3
1.2 宇宙线的全粒子微分能谱。 . . . . .	4
1.3 宇宙线的全粒子微分能谱。 . . . . .	5
1.4 左图:一级费米加速机制示意图,带电粒子与激波作用而被加速。 右图:二级费米加速机制示意图,带电粒子与运动磁等离子云碰撞。 . . . . .	8
2.1 广延大气簇射示意图 . . . . .	14
2.2 广延大气簇射示意图 . . . . .	15
2.3 ARGO-YBJ阵列示意图 . . . . .	17
2.4 YBJ阵列示意图 . . . . .	18
2.5 ARGO-YBJ探测器示意图 . . . . .	19
2.6 所加高压与RPC探测效率的关系 . . . . .	21
2.7 ARGO实验电子学系统 . . . . .	22
2.8 ARGO实验记录的宇宙线粒子 . . . . .	24
2.9 240PAD的绝对定标与相应的离线定标的差别 . . . . .	25
2.10 前锋面结构示意图 . . . . .	27
2.11 距离前锋面不同距离的方向拟合时的权重 . . . . .	28
2.12 角分辨的对比 . . . . .	28
3.1 月亮的视半径随时间的变化。 . . . . .	30
3.2 月亮轨迹的天顶角和方位角。 . . . . .	31
3.3 等天顶角示意图。 . . . . .	31
3.4 等天顶角示意图。 . . . . .	32
3.5 月亮阴影。 . . . . .	33
3.6 南北方向和东西方向。 . . . . .	34

3.7 MC所用主要原初宇宙线能谱。 . . . . .	35
3.8 模拟和数据的天顶角和方位较对比。 . . . . .	35
3.9 模拟和数据的着火的pad数目的对比。 . . . . .	36
3.10 模拟的着火的Pad数目与原初能量的关系。 . . . . .	36
3.11 月亮阴影模拟示意图。 . . . . .	37
3.12 地磁场的各个分量。 . . . . .	39
3.13 IGRF模型计算出的地磁场的总强度 (N=10, 距离地心一个地球半径)。 . . . . .	41
3.14 偶极子模型计算出的地磁场的总强度 (距离地心6个地球半径)。 . . . . .	41
3.15 ,宇宙线的偏转角和反推的宇宙线的方向的关系。 . . . . .	42
3.16 不同能量范围的月亮阴影nHit范围分别为: (20-40, 40-60, 60-100, 100-200, 200-500, 500-1000)。 . . . . .	44
3.17 不同能量范围的月亮阴影nHit(1000-50000)。 . . . . .	44
3.18 获得一维投影事例分布的示意图。 . . . . .	45
3.19 由月亮阴影得到的角宽度。 . . . . .	47
3.20 不同成份的月亮阴影的偏转和其 E / Z 的分布。 . . . . .	48
3.21 南北方向上的系统误差。 . . . . .	48
3.22 东西方向上偏转角度随能量变化的关系。 . . . . .	49
3.23 东西方向上的系统误差。 . . . . .	50
3.24 MC和实验数据的月亮阴影随能量的关系。 . . . . .	51
3.25 通过月亮阴影获得的能量移动百分比和nHit移动百分比的关系。 . . . . .	51
3.26 由成份改变和强相互作用模型不同带来的系统误差。 . . . . .	52
3.27 月亮阴影积分缺失事例图。 . . . . .	53
4.1 月亮阴影的二维分布。左图显示: $40 < nHit < 100$ 结果, 右图显示: $100 < nHit < 10^5$ 的结果。 . . . . .	57
4.2 正反质子比例拟合结果。 . . . . .	58
4.3 不同实验正反质子比例结果。其中最上面的两条虚点画线代表反星系模型下不同传播参数的结果, 上面的点线代表暗物质模型的贡献, 最下面两条实线代表给予太阳调制的传播模型计算出来的结果。 . . . . .	59

5.1	JACEE装置示意图。 . . . . .	63
5.2	JACEE和RUNJOB的质子和氦的能谱。 . . . . .	64
5.3	RUJOB和ATIC装置示意图。 . . . . .	64
5.4	CREAM装置示意图。 . . . . .	65
5.5	氦的光致裂解产生质子在质子普的堆积。 . . . . .	66
5.6	不同原初成份在不同能量的垂直入射大气簇射产生次级粒子中的 电子和 $\mu$ 成份的关联 . . . . .	67
5.7	KASKADE 能谱结果。 . . . . .	67
5.8	GRAPES 能谱结果。 . . . . .	68
5.9	EAS-TOP/MACRO 联合实验示意图和联合测量结果。 . . . . .	68
5.10	6家实验的全粒子能谱。 . . . . .	70
5.11	宇宙线能谱的精细结构。 . . . . .	71
5.12	簇射平均最大值大气深度。数据点上方和下方的线分别代表P和Fe模拟结 果。QGSJET 01(—), QGSJET II-3(---), SIBYLL 2.1(…), EPOS 1.6(- · -) . . . . .	72
5.13	不同实验测量的宇宙线平均对数质量。 . . . . .	72
5.14	不同模型的平均对数质量和数据对比。 . . . . .	74
5.15	宇宙线全粒子微分能谱。 . . . . .	75
5.16	不同实验测得宇宙线不同成分的谱和双幂率公式拟合曲线。 . . . . .	76
5.17	Tibet-III实验测得全粒子谱和不同模型假设曲线 . . . . .	77
5.18	质子, 氦, 铁的对产生, 光致裂解, $\pi$ 产生的截面。 . . . . .	79
5.19	质子, 氦, 铁的对产生, 光致裂解, $\pi$ 产生的一次相互作用平均能 损。 . . . . .	80
5.20	氦的光致裂解产生质子在质子谱的堆积。 . . . . .	81
5.21	全粒子谱: 实验结果, 实验的归一化和理论计算。 . . . . .	83
5.22	全粒子谱: 实验结果, 实验的归一化和理论计算。 . . . . .	84
5.23	全粒子谱: 实验结果, 实验的归一化和理论计算。 . . . . .	85
5.24	传播前后的正负电子谱 . . . . .	86
5.25	正负电子超出和正负电子的比例。 . . . . .	87



# 第一章 引言

宇宙线是来自宇宙空间的高能粒子流，是人类能够获得的来自太阳系以外的唯一物质样品。观测表明初级宇宙线成份主要是质子和其他原子核。在TeV附近成份主要是质子79%， $\alpha$  粒子（氦核）约占14%，其他重核约占5%，另外还有1%的电子和不足1%的光子和少量的中微子。

宇宙线粒子携带着关于其起源以及所经历的天体物理环境以和所发生过的相互作用等重要信息，是天体物理、宇宙学和基本粒子物理研究的重要信息来源。宇宙线物理的研究在人类探索自然的过程中一直起重要的作用。

## 1.1 宇宙线的发现及研究历史

宇宙线是奥地利物理学家Hess[1]1912年在研究大气电导率过程中发现的。1925年，美国物理学家R.A.Millian第一次引入了”宇宙射线（Cosmic Ray）”这一术语并沿用至今。

1929年，Skobeltsyn第一次利用云室记录到了宇宙线的径迹。虽然他错误地认为所观测到的是宇宙高能 $\gamma$ 光子（他称为”超 $\gamma$ 辐射”）产生的康普顿电子，但他的实验方法对后来的宇宙线实验产生了重要的影响。1932年，美国物理学家Anderson利用云雾室方法在宇宙线中认证了Dirac从理论上预言的正电子[2]，从而使得对基本粒子的研究成为当时宇宙线研究的中心课题。1937年，Anderson和Neddermer利用云雾室确认了 $\mu$ 子[3]，人们曾将它误认为汤川秀树所预言的传递强力的媒介粒子。1947年powell等发现了 $\pi$ 介子[4]，并且证明了带电 $\pi$ 介子衰变为 $\mu$ 子。随后，在宇宙线中相继发现了 $K^0K^\pm$ 介子、 $\Lambda$ 、 $\Sigma^{\pm 0}$ 以及 $\Xi^-$ 重子。这些发现都成为粒子物理的重要里程碑，为人类理解物质的结构和它们的相互作用提供了重要的线索。

早在1934年Rossi[5]便发现，放在同一平面的几个记数器的符合几率远远大于它们之间的偶然符合几率，于是他们便认为这可能有一组粒子同时击中计数器的结果。更为系统的检验是1938年由法国物理学家Auger[6]与其同事完成的。他们发现计数器的间距从10厘米变到10米时，符合计数率急剧下降，当间距更远时下降的很慢。慢慢的人们认识到当高能粒子进入大气层后通过核级联和电

磁级联产生大量的次级粒子，并广泛的散播在数十米到数平方公里的面积上，这种事件叫广延大气簇射（Extensive Air Shower，简称EAS）。他们的发现揭示了高能宇宙线粒子可以通过地面实验来研究，为宇宙线的研究打开了一扇新窗口。

在过去几十年中，科学家借助新的科学仪器不仅从地面而且从太空来观测我们的宇宙，人类已经打开了电磁波谱的大部分波段，从科学卫星，高空气球，高山实验站到水下和冰下宇宙线实验，我们正从各个波段对宇宙线进行观测。在这个激动人心的时代中，高能天体物理一直吸引着宇宙线物理学家的注意力，对它认识越充分，越有助于人们对宇宙线的起源、加速和传播这一重要问题深入认识，以及与此相关的一系列问题的进一步理解。

## 1.2 宇宙线的基本知识

一般的，所谓的“原初”宇宙线，其实是指直接在天体“源”内部加速后逃逸的成份；而“次级”宇宙线成份指的是原初成份在宇宙空间传播过程中与介质相互作用产生的粒子。本文将初级宇宙线和次级宇宙线合称为原初宇宙线。

### 1.2.1 宇宙线成份与能谱

对于宇宙线化学成份，能量比较低的原初宇宙线（低于 $10^{14} eV$ ），可以被高空气球和卫星实验直接测量，这种测量对研究宇宙线的起源和传播有重要意义。图(1.1)显示大气顶部宇宙线在能量  $1 \text{ GeV}/n$  的化学成份流强的分布(归一到硅)。从图上可知，元素周期表中的元素都能在宇宙线中发现。为了便于比较，太阳系的化学成份也画在同一图上，两者非常类似，然而仍旧存在一定的差别，正是这种差别给出宇宙线加速和传播的信息。从图上可以看出Li、Be、B组，质量更高的Fe下面的Sc、Te、V、Cr、Mn组和Pb下的In、Sn、Sb、Te....Au组的丰度比太阳系元素的丰度要高。他们被认为CNO, Fe, 和铅元素在传播过程中同星际介质反应发生碎裂的结果。由于在GeV能区原子核的碎裂截面可以准确的测量到，所以次级粒子与原初宇宙线的比例，比如B/C比，可以用来估计宇宙线在星际中传播的距离。这个B/C比例随着能量的升高而降低，这种情况可用在星际传播中宇宙线的刚度 ( $R[V] = p/z$ ) 依赖的不同逃逸长度来解释。

$$\Lambda(R) = \Lambda_0(R/R_0)^{-\delta} \quad (1.1)$$

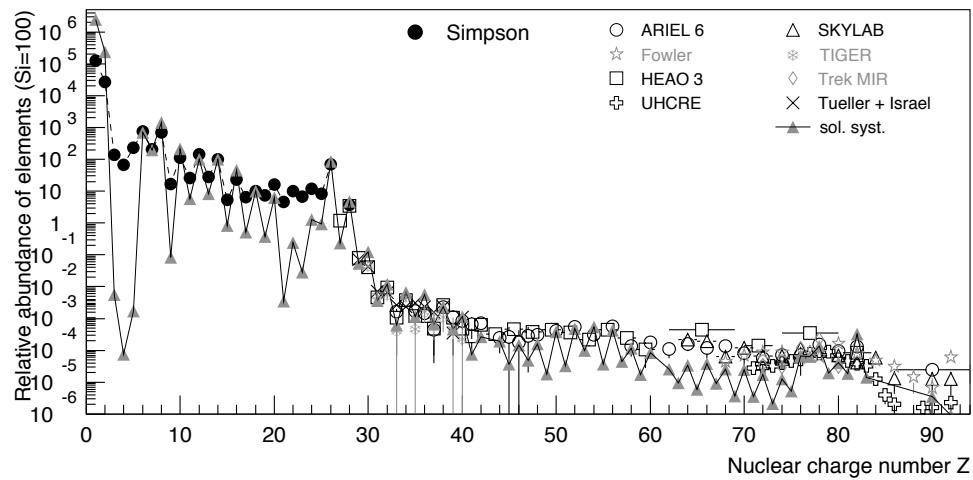


图 1.1: 宇宙线化学成份和太阳系中元素的化学成份比较 (归一化到硅)。

典型的值  $\Lambda \approx 10 - 15 g/cm^2$ ,  $\delta \approx 0.5 - 0.6$ , 和  $R_0 \approx 4 GV$ . 宇宙线在银河系随机方向磁场 ( $B \sim 3 \mu G$ ) 传播过程中, 其并不局限在银盘(1kpc)中, 而是弥散到银晕 (几千kpc) 中。通过ISOMAX探测器, 晕的高度可以利用 $^{10}Be/^{9}Be$ 比例测量来估计, 大约几千kpc[7]。利用CRIS装置对GeV能量宇宙线放射性元素丰度测量, 可以估计在星系的平均寿命大约  $15 \times 10^6$ [8]。

对于宇宙线的能谱, 观测结果表明宇宙线能量从几百MeV ( $10^6 eV$ ) 到  $300 EeV (3 \times 10^{20} eV)$  跨越了14个数量级, 流强跨越30量级。指数接近-2.7的幂率来粗略描述。更准确地讲如图1.2) 所示, 谱指数的范围在2.5-3.3之间可以写

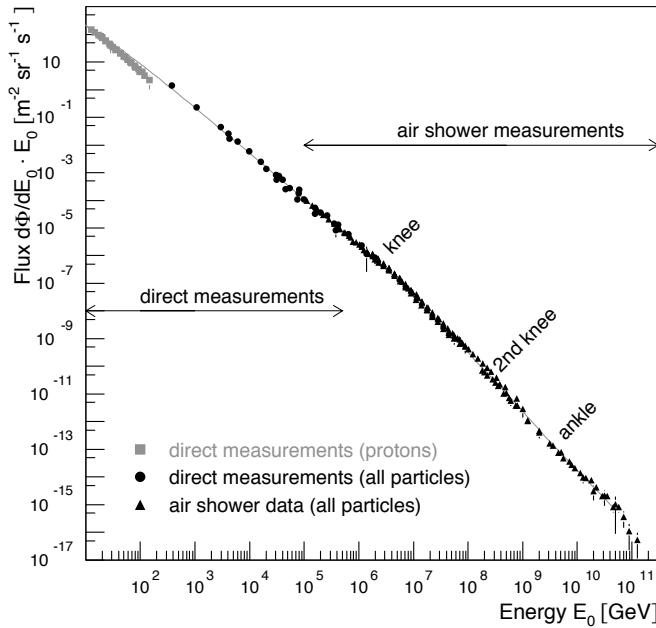


图 1.2: 宇宙线的全粒子微分能谱。

成

$$\begin{aligned}
 \frac{dN}{dE} &\propto E^{-\gamma} \\
 \gamma &\simeq 2.7; E < E[\text{knee}] \sim 4 \times 10^{15} \text{eV}, \\
 \gamma &\simeq 3.0; E[\text{knee}] < E < E[\text{knee2}] \sim 2 \times 10^{17} \text{eV}, \\
 \gamma &\simeq 3.3; E[\text{knee2}] < E < E[\text{ankle}], \\
 \gamma &\simeq 2.7; E > E[\text{ankle}] \sim 3 \times 10^{18} \text{eV},
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

从上式可以看出随着能量的增加其流强急剧（以一个量级50倍的速度）下降，例如在GeV能量段，在 $1\text{m}^2$ 的面积和1秒的时间间隔有超过1000个宇宙线的粒子，在PeV能量段，在 $1\text{m}^2$ 的面积和一年内有大约一个宇宙线粒子，然而

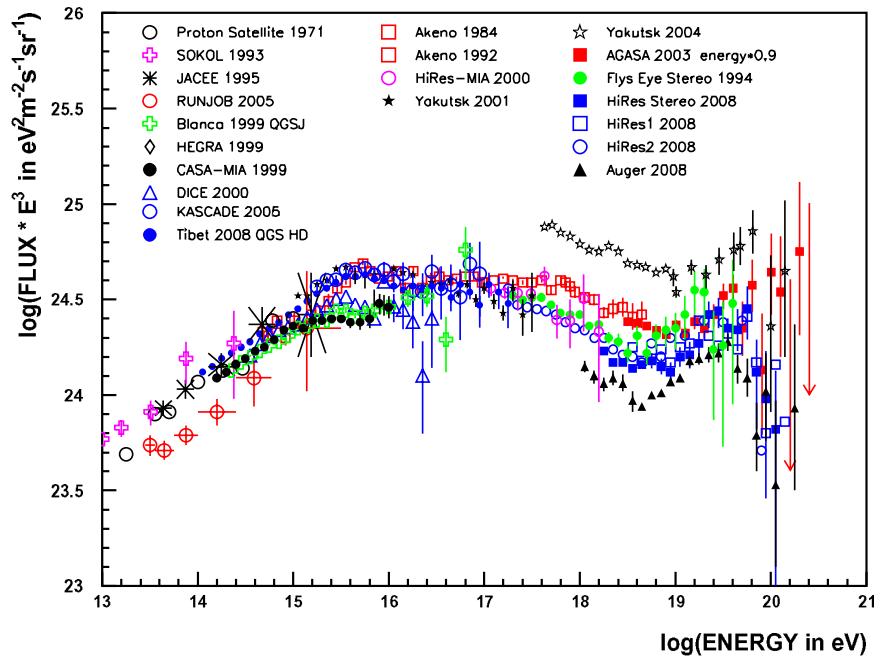


图 1.3: 宇宙线的全粒子微分能谱。

在 $100\text{EeV}$ , 在 $1\text{km}^2$ 的面积和一个世纪只有不超过一个宇宙线粒子。

如前所述, 能谱指数 $\alpha$ 在不同能量范围稍微有些不同。为了能清楚地看到全粒子谱结构, 图(1.3)是将宇宙线的流强乘以 $E^{-2.5}$ 的结果。其中能量在 $10^9\text{eV}$ 附近及其以下, 主要受太阳活动的影响, 波动起伏与太阳活动有关。在能量 $10^{15}\text{eV} \sim 10^{16}\text{eV}$ 附近能谱指数增加, 能谱变陡 ( $\gamma$ 指数从 $2.7 \rightarrow 3.0$ ), 称为”膝区”, 最早的发现是1958年由莫斯科大学一个实验发现的[9], 近50年来对其解释一直没有达成一致, 成为宇宙线领域的老大难问题; 在能量 $10^{17}\text{eV} \sim 10^{18}\text{eV}$ 附近能谱有第二个拐折 ( $\gamma$ 指数从 $3.0 \rightarrow 3.3$ )称为第二个”膝”。能量在约 $10^{18}\text{eV}$ , 能谱变平 ( $\gamma$ 指数变为2.8), 称为”踝区”。在能谱的最高端, 宇宙线流强非常低, 理论上预言由于微波背景的存在, 地球上观测宇宙线能谱在能量达到 $5 \times 10^{19}$ 以上存在截断, 称为GZK截断 (Greisen-Zatsepin-Kuzmin(GZK) cutoff)。自从1962年John Linsley 等人观测到第一个能量 $10^{20}\text{GeV}$ 宇宙线以来, Fly's Eye实验[17, 20]和AGASA[24, 25]地面阵列都观测到了 $10^{20}\text{eV}$ 的事例[17, 20]。然而由Fly's Eye实验改进来的HiRes大气荧光实验的结果似乎与GZK截断的预言相符合[26], 而最近AUGER实验的观测结果也似乎倾向于GZK截断的存在[27]。但是最终由于统计量的原因, 是否有GZK截断效应还一直不能有定论。实验没有

明确的定论。对于这些精细谱指数的结构变化，透露出许多关于宇宙线物理机制的秘密，是宇宙线研究的一个热点。

### 1.2.2 宇宙线的起源、加速和传播

自从宇宙线发现以来，我们都在思考：宇宙线是从哪里来的，如何被加速到如此高的能量，又是怎么达到地球的，至今还没有很好的解决，所以宇宙线的起源、加速和传播是宇宙线领域三大基本问题，至今仍受人们关注。对于此基本问题的讨论也有助于宇宙线其他问题的理解（比如能谱和成份等）。

目前宇宙线起源研究有许多困难：首先由于宇宙线带电粒子在星际空间传播过程中受到磁场的偏转，人们无法直接探知宇宙线来指那里，只能由宇宙线在相互作用过程中发射出的射电波、X射线和 $\gamma$ 射线间接地推断它们的源。宇宙线在传播过程中，还同星际物质作用，不断改变其能量和组成，观测到的初级宇宙线成份和能谱，是由原始起源与传播过程共同决定的。从地球附近初级宇宙线推断产生源处原始宇宙线的情况，必须考虑宇宙线在传播过程中同星际物质的作用以及地球和太阳系磁场的调制，由射电、X射线和 $\gamma$ 射线观测推断银河系内宇宙线粒子分布，也必须了解星际介质的分布情况；但是人们对于太阳系磁场和一些重要的星际介质（如星际氢分子）的认识还只是刚刚开始。此外，随着宇宙线观测的进展，对高能宇宙线相互作用的认识的不足，也限制人们了解原始宇宙线的重要原因。

宇宙线高能粒子应起源于各种高能天体过程。目前认为，在宇宙线能谱的最左端，太阳是一个比较明确的加速源，空间卫星实验观测到太阳耀斑期间所产生的太阳风，在行星际空间所形成的激波能将粒子加速到 $keV \sim MeV$ 的量级，但这种太阳活动只能产生太阳系空间宇宙线粒子的一个小部分，而且太阳粒子平均能量仅数十兆电子伏，大部分宇宙线应来自太阳系之外；一般认为在“膝区”以下能量的宇宙线粒子起源于银河系内，例如超新星爆发，脉冲星等。能量在 $10^{18}eV$ 以上的宇宙线粒子在典型的星际磁场（约 $3\mu G$ ）中的回旋Larmor半径比银河系的尺度还要大些，因此被认为很可能是河外起源的，候选源例如活动星系核、 $\gamma$ 射线爆等。

对于宇宙线的加速，有两个方面的问题需要回答：(1) 宇宙线加速的能量是从哪里来的；(2) 宇宙线加速机制是什么；对于第一个问题，我们知道所测到的当地宇宙线的能量密度 $\rho_{cr} \approx 1eV/cm^3$ ，我们的星系间要维持常数宇宙线密度，

估计需要能量为:

$$L_{cr} = \frac{\rho_{cr} V}{\tau_{esc}} \approx 5 \times 10^{41} erg/s \quad (1.3)$$

其中  $T_{esc} \simeq 6 \times 10^6$  年是宇宙线在银河系和银晕中的寿命,  $V = \pi R^2 d = 4 \times 10^{66} cm^3$  是银河系体积。在1934年, Baade 和 Zwicky[11]就注意到超新星遗迹可以提供如此的能量来维持银河系中宇宙线的密度。例如对于10个太阳质量喷发的II型超新星爆发, 大约以每30年一次速度, 我们可以得到:

$$L_{sn} \sim 3 \times 10^{42} erg/s \quad (1.4)$$

仅需要10%左右的从超新星爆发的能量提供能量, 因此现在普遍认为超新星或者类似于超新星的高能源能提供宇宙线的能量。

由原初宇宙线的观测能谱呈幂率形式可知宇宙线是非热的。Fermi曾于1949年提出宇宙线在星际介质中统计加速的机制, 如图1.4, 该机制能成功的解释原初宇宙线能谱的幂率分布(参考[10])。这种机制要求星际磁场的磁云是运动的。当粒子和星际间的磁云碰撞时, 有可能增加, 也有可能减少其能量, 但是由于磁云是运动的, 从总的来看, 经过多次碰撞粒子会获得一个净能量增加:

$$\xi \sim \frac{4}{3} \beta^2 \quad (1.5)$$

其中  $\beta = V/c$  是磁云的洛伦兹因子,  $V$  是磁云在实验室坐标的速度。由式1.5知  $\xi$  正比于  $\beta^2$ , 因此这种加速机制被称为二级Fermi加速机制。由于  $\beta \ll 1$ , 二级加速的效率比较低。1978年左右, Bell[13], Blabdford和Ostriker[14]分别独立提出了宇宙线粒子被超新星遗迹激波加速的机制, 即一级Fermi加速机制(激波加速, 如图所示1.4)。激波平面以速度  $u_1$  向前运动, 被激波冲击过的气体云相对激波面以速度  $u_2$  背离运动, 且  $|u_2| < |u_1|$ , 经过这样的加速粒子获得增量为:

$$\xi \sim \frac{4}{3} \beta \quad (1.6)$$

其中  $\beta = (u_1 - u_2)/c$ , 峰前面的粒子经过多次这样的加速获得能量。因为获得的能量为  $\beta$  一次方, 因此称为Fermi一级加速。因为  $\beta < 1$ , 一级加速的效率比二级加速的效率要高。

目前基于Fermi加速的宇宙线加速理论成为普遍接受的模型。激波加速的最大能量取决于磁云的寿命长短、磁云的磁场大小和加速粒子的电荷大小, 其最大能量表达式可以写成  $E_{max} \sim Ze\beta_s \cdot B \cdot TV_s$ (参考[12]), 其中  $\beta_s = V_s/c$  是激

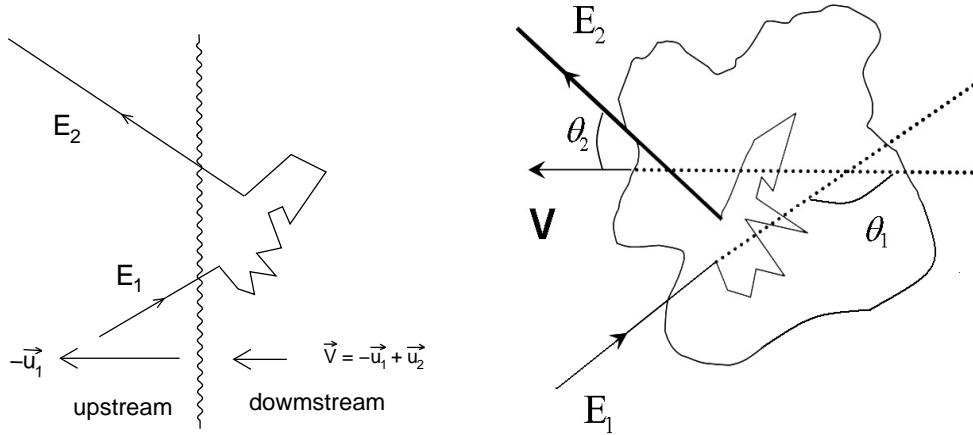


图 1.4: 左图: 一级费米加速机制示意图, 带电粒子与激波作用而被加速。右图: 二级费米加速机制示意图, 带电粒子与运动磁等离子云碰撞。

波的速度。这个加速的上限是假设荷电粒子最小弥散长度等于在激波前后的磁场B的Larmor半径。在平均的星际介质场中具有典型值的II型超新星爆发产生激波加速粒子到最大能量 $E_{max} \approx Z \times 10^{14} eV$  [14]。Berezhko结果[16]表明对一些类型的超新星加速, 加速的最大能量高一个量级。Lucek等[15]建议在加速区加速过程中高能粒子和磁场相互作用产生额外的场, 叠加到原来的磁场加速宇宙线到更高的能量, 利用这种机制, 宇宙线能被加速达到 $10^{17} eV$ 。Berezinskii&Ginzburg 和Gaisser等结果显示在超新星爆炸后能在很短的时间 ( $\sim yr$  或者更短) 粒子能被加速到超高能 (例如达到 $10^{18} eV$ )。

宇宙线被加速后, 在银河系中经历 $\sim 10^7$ 年的时间传播后到达地球, 我们所指的传播是指从源位置到达地球附近的过程, 它要受银河系磁场 (或者太阳, 行星际磁场) 的调制, 与星系介质作用等。这些过程造成宇宙线粒子的强度, 成份和能谱发生变化, 最终被我们探测。由于测量的局限性 (比如, 磁场, 星系介质的分布, 各个成份的流强等) 和物理过程的限制 (比如相互作用, 对流, 扩散等) 对于传播过程的认识到现在为止还不足于构成和确定细致的传播模型。但是我们可以用一般的方程来描述宇宙线的传播过程:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{N}_i}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i \nabla \mathcal{N}_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) \mathcal{N}_i(E)] - \nabla \cdot \mathbf{u} \mathcal{N}_i(E) \\ & + Q_i(E, t) - p_i \mathcal{N}_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} \mathcal{N}_k(E') dE' \quad (1.7)\end{aligned}$$

其中,  $\mathcal{N}_i(E, \mathbf{x}, t)dE$  是在位置  $\mathbf{x}$  处, 能量介于  $E$  和  $E + dE$  之间的第  $i$  种粒子的密度。第一项代表扩散, 第二项代表能损或者加速, 取决于具体情况, 第三项代表对流, 第四项是源项, 第五项碰撞和衰变项, 第六项代表级联项, 包括原子核的碎裂过程, 详细地介绍可以参考[19]。在处理与宇宙线传播效应有关的问题时候, 通常采用简化的传播模型。比如最常用也最流行的漏箱 (leaky box) 模型: 假设宇宙线在一个封闭的空间中自由扩散运动, 每一次碰撞空间边界都有一定的概率逃逸到空间外, 其逃逸概率和能量是相关的, 可以看作方程1.7不考虑加速, 对流, 碰撞等情况。关于宇宙线传播的综述文章可以参看[20, 21],

### 1.2.3 宇宙线中的反质子

我们知道, 把自然界纷呈多样的宏观物体还原到微观本源, 它们都是由质子、中子和电子所组成的。这些粒子因而被称为基本粒子, 意指它们是构造世上万物的基本砖块, 事实上基本粒子世界并没有这么简单。1932年美国科学家安德森在宇宙线中发现电子的反粒子—正电子, 证实了狄拉克预测电子有反粒子存在[2]。正电子的发现引起了科学界的震惊和轰动。1955年, 在美国的实验室中反质子被找到了。后来, 又发现了反中子。60年代, 基本粒子中的反粒子差不多全被人们找到了。至此人们开始明确地意识到, 任何基本粒子都在自然界中有相应的反粒子存在。1979年, 美国科学家把一个巨大气球放到离地面35公里的高空, 气球上载有一批十分灵敏的探测仪器, 结果, 它在高空猎取了28个反质子[110]。在宇宙线中发现反质子使我们思考我们的宇宙是否关于重子物质对称。

研究宇宙是否关于重子物质对称、研究宇宙线的传播和对暗物质模型参数空间的限制等具有重要意义, 在第4章详细介绍。

## 1.3 宇宙线的探测

由于高能原初宇宙线的流强按能量的负幂率变化, 不同能区原初宇宙线的

流强相差很大，对不同能区的宇宙线的研究，就必须采用不同的实验手段，因此宇宙线的探测实验可以分为直接探测和间接探测。

直接探测方式指利用高空气球，卫星，航天飞机等搭载的各种探测仪器对宇宙线进行探测。优点：在探测器高度，宇宙线粒子没有进入地球大气层或者刚进入地球大气层而基本上尚未与大气发生相互作用，避开或者减少了大气的吸收以及相互作用之后次级粒子的混入，可以对原初宇宙线进行直接观测。缺点：探测器受到气球或者航天器的尺寸与载荷的限制，接受面积有限，故只能用于较低能区的原初宇宙线的观测，一般工作在 $10^{14} eV$ 附近及其以下。直接探测比较适合原初宇宙线成份与能谱的测量、 $\gamma$ 源的寻找以及 $\gamma$ 爆的观测等。

间接探测是通过分析原初宇宙线与大气作用特性来反推宇宙线的性质，包括表面EAS阵列、切伦科夫望远镜、大气荧光望远镜、射电望远镜等。这种观测方式的实验有一些共同的优点，就是成本相对较低，易于操作，接受面积大，可长期工作。常用的探测器有：乳胶室、EAS阵列、大气 $\check{\text{C}}\text{herenkov}$ 光望远镜（ACT）。乳胶室实验的探测单元是由密度较高的吸收体（铅、铁等）和感光材料（核乳胶、X光片）交替叠合而成。其优点是：乳胶室具有优良的空间分辨本领（几十微米）和良好的能量分辨率（20%），结构简单，成本低，工作稳定，几乎不受环境变化的影响，适宜于长时间，连续的无人值守运行。其缺点是：阈能高（ $\sim \text{TeV}$ 以上），后期处理繁杂，没有时间分辨能力，角分辨也较差，不适用于较低能区宇宙线与 $\gamma$ 天文的研究。EAS阵列是由地面上铺设的大量粒子探测器（如闪烁体探测器）组成的阵列。利用EAS阵列对簇射粒子到达的时间、空间分布做多点取样观测，可以得到引起簇射的原初粒子的能量、入射方向等相关信息。EAS阵列的优点是：具有较好的角分辨（ $1^\circ$ ），观测视场大（ $\sim 2.5\text{sr}$ ），受外界环境的影响小，可长期连续工作，其有效时间可达90%以上。缺点是：目前大多数EAS阵列无法有效的区分入射的宇宙线原子核和 $\gamma$ 射线，对 $\gamma$ 射线观测的信噪比较低。大气 $\check{\text{C}}\text{herenkov}$ 光望远镜是观测EAS簇射粒子产生的 $\check{\text{C}}\text{herenkov}$ 光，可得到EAS簇射轴心方向，原初粒子的能量等信息。其优点：阈能低（最低可达到几十GeV），角分辨率好（可达 $\sim 0.1^\circ$ ），信噪比高，利用成像技术可以有效的区分质子和 $\gamma$ 光子（99.9%）。ACT的缺点是：不能做全天候的观测，只能工作在无月，空气能见度比较高的晴朗的夜晚，观测条件比较苛刻，有效时间短（10-20%），视场狭窄（ $\sim 60$ 毫弧度），无法进行全天区扫描。此外，地面观测方式中许多大型的宇宙线实验往往采用多种观测手段，对EAS进行多参量、全方位的观测。这种联合实验往往能够相互补充，扬长避短，以提高实验的总体性

能。在EAS的簇射粒子中， $\mu$ 子的各种性质都和电子相似，只是质量约为电子的200倍，而带电粒子在靶中韧致辐射的截面反比于粒子质量的平方，故 $\mu$ 子的韧致辐射能量损失比电子小的多。 $\mu$ 子也没有强相互作用，所以高能 $\mu$ 子有很强的穿透力，海平面宇宙线中的穿透性粒子主要是 $\mu$ 子。把探测器放在地下，过滤掉了EAS中大部分其他粒子，到达探测器的粒子主要是 $\mu$ 子，还有一些几乎不发生任何相互作用的中微子。通过对 $\mu$ 子的观测，可以得到引起此簇射的原初粒子的相关信息。由于 $\mu$ 子的含量和分布特征等与原初宇宙线粒子关系密切，所以地下 $\mu$ 子探测器具有良好的对原初宇宙线粒子关系密切。

## 1.4 小结

本章主要简单介绍了宇宙线历史和一些基本知识：宇宙线的成份，能谱和宇宙线的起源，加速和传播，宇宙线的探测等。本论文主要介绍三部分工作：(1) 利用宇宙线的月亮阴影来检测ARGO-YBJ探测器的性能(第三章)。(2) 依托ARGO-YBJ实验，利用月亮阴影研究宇宙线的正反质子的比例(第四章)。(3) 对宇宙线能谱膝区的研究(第五章)。



## 第二章 羊八井宇宙线观测站

海拔4300米的西藏羊八井宇宙线观测站1989年开始建设，1990年正式建成。主要利用广延大气簇射实验探索高能物理现象。它是北半球最高，也是当今世界上海拔最高、最有活力和前景的一个宇宙线观测站。

本章主要内容 (1) 对广延大气簇射的概括性介绍。(2) 羊八井宇宙线实验介绍，主要介绍为后两章做基础和准备工作的ARGO-YBJ实验。

### 2.1 广延大气簇射EAS简要介绍

广延大气簇射 (Extensive Air Shower, 简称EAS,如图所示2.1) 是指高能粒子撞击大气中的原子核后产生一些重子、轻子及光子。这些次级粒子再重复作用产生更多次级粒子，直到平均能量等于临界值，次级粒子的数目达到最大值，称为簇射极大，在此之后粒子逐渐衰变或被大气吸收，使次级粒子的数目逐渐下降，这种反应称为“空气簇射”。空气簇射主要分为两类 (1) 电磁簇射;(2)强子簇射。电磁簇射主要指高能原初光子或者电子进入大气层后以电磁相互作用为主的级联,如图2.2。相互作用过程主要是 (1) 电子的韧致辐射和电离能损 (2) 光子的对产生。电子的总能损可以表达：

$$\frac{dE}{dX} = -\alpha(E) - \frac{E}{X_R} \quad (2.1)$$

其中 $\alpha(E)$ 电离能损项，依赖于电子的能量， $X_R$ 是辐射长度，依赖于EAS发展的介质(空气中 $X_R \approx 37\text{g/cm}^2$ )。在级联的过程中粒子对产生过程和电子能损过程是相互竞争的过程。当电子的能量达到其临界能量 ( $\sim 86\text{MeV}$ -电子的能损和对产生能量相等称为临界能量)，光子的能量降到对产生过程的临界能量时，次级粒子数目达到极大，而后的次级粒子数目迅速衰减。

强子级联簇射指的是高能原初强子进入大气层后和空气中的核发生强相互作用生成次级粒子后再进行其它相互作用(强相互作用、电磁相互作用等)形成的级联过程，如图2.2右。强作用的产物主要生成 $\pi$ 介子，还有其它少量的粒子(如K介子)和反粒子。由于 $\pi$ 介子、K介子寿命很短，很快衰变主要反应如下：

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu; \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma; \quad (2.2)$$

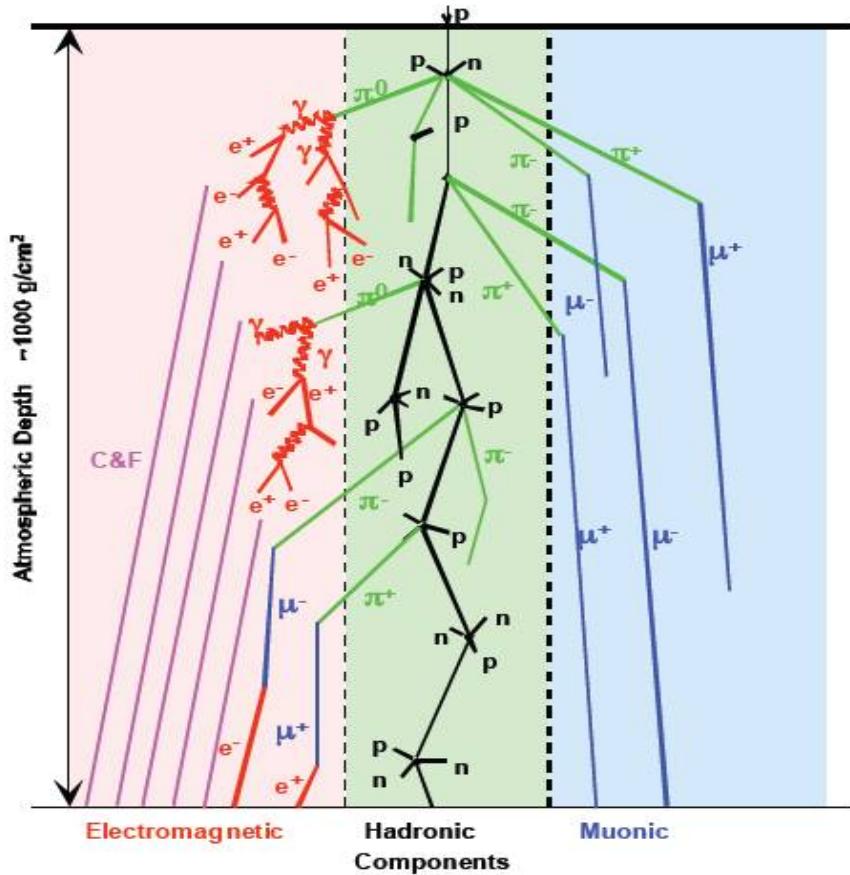


图 2.1: 广延大气簇射示意图

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu; K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0; K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (2.3)$$

对于 $\mu$ 子来说寿命比较长，在介质中衰变比较弱，而是通过电离过程损失能量。对于中微子来说，由于截面非常小几乎不和介质发生作用。对于由高能中性的 $\pi$ 产生的光子又会在介质中发生电磁级联。

综上所述，宇宙线大气簇射主要包含三种成份：强子成份、电磁成份， $\mu$ 子成份。对于强子成份主要包括质子、中子和介子组成。对于电磁成份， $\mu$ 子成份，相对与强子成份分布的比较宽。电磁成份是簇射中次级粒子最多的成份，其横向分布受库仑散射影响比较大，可以用NKG函数来描述[97]。

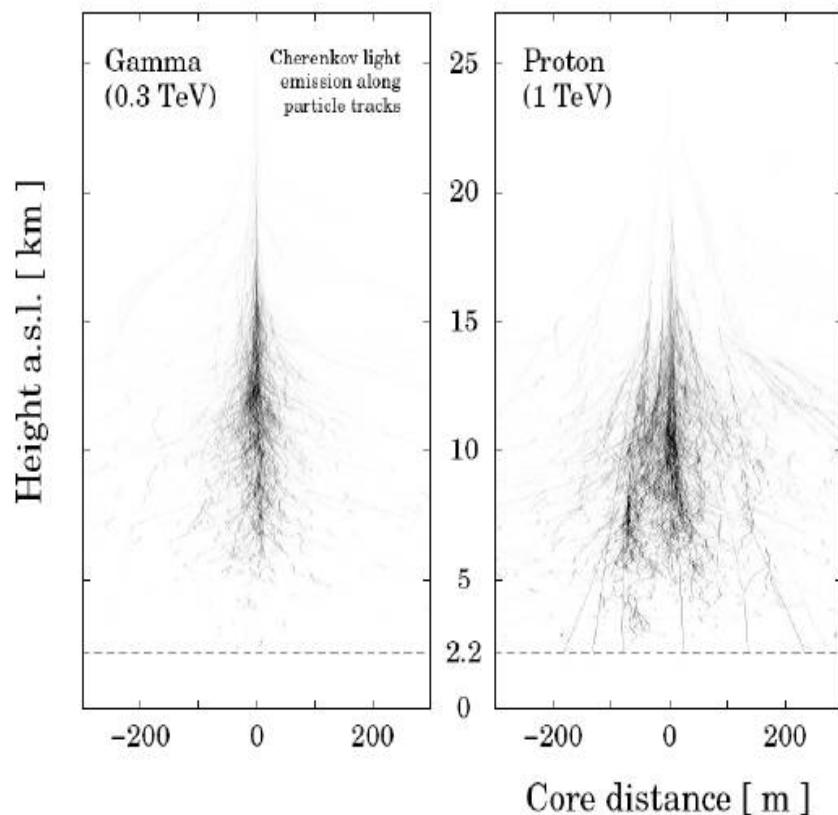


图 2.2: 广延大气簇射示意图

## 2.2 广延大气簇射的探测

随着对广延大气簇射的深入研究，可以针对EAS不同特性进行探测。目前世界上针对EAS主要特性的探测包括：带电次级粒子的测量、Cerenkov光的测量、荧光的测量、射电辐射的测量等。

(1) 带电次级粒子的测量：比较常用是闪烁体探测器阵列来记录大气产生的带电次级粒子（大部分是正负电子，也有光子）。由于次级粒子的数目很大，通常探测器仅仅覆盖总面积的一小部分就足够，即取样探测器。另外测量带电粒子的探测器也包括水Cherenkov探测器，相对闪烁体探测器来说，通过吸收体和测量的设计使它有一定的原初粒子的分辨能力。通过探测器记录的粒子的密度，我们可以推知其电磁成份的径向分布，进而可以获得簇射的芯位和总的次级粒子的数目。利用探测器记录的次级粒子的时间，我们可以推断簇射面的方

向，进而获得原初粒子的方向。测量原初粒子的能量是研究宇宙线的一个重要的参数，一般利用所测次级粒子的数目来估计能量。对于成份的估计主要利用所测得电子和 $\mu$ 比例，另外我们也可以利用簇射前锋面的形状或者到达时间的形状来间接的估计簇射发展极大的深度进而获得不同成份的信息。

(2) Cerenkov光的测量：大气簇射中的具有相对论速度的带电粒子的速度超过空气中的光的速度时，就会发出Cerenkov光。研究表明大气簇射中的1/3的带电粒子在前锋面方向发出Cerenkov光，这些光的在海平面水平空气中的夹角仅仅1.3°。到目前为止，有两种Cerenkov光探测技术：积分探测器和影像探测器。对于前者探测器有较好的角分辨，高的灵敏度和有效的 $\gamma/p$ 分辨能力，但是实验的环境比较苛刻，只能在晴朗的无月夜观测。目前主要的实验组:HESS,VERITAS,MAGIC等。

(3) 荧光的测量：在宇宙线能量非常高 $E \gtrsim 10^{17} eV$ 时，可以用荧光技术直接探测簇射发展的纵向轮廓。这种技术是利用簇射发展的次级粒子激发氮分子，退激发过程中发出各向同性的荧光。

(4) 射电辐射的探测：极高能宇宙线产生的大气簇射也能产生射电辐射，主要有两种机制：一、由于簇射粒子与大气相互作用造成负电荷的超出，超出的负电荷运动会发射无线电波；二、大气簇射中的带电粒子在地球磁场中高速运动，可沿运动方向产生同步辐射，由于辐射相干叠加，可在瞬间产生高亮度的定向射电脉冲信号。射电探测是一种新的探测方式目前正在尝试性探测。

总之，对宇宙线的研究已经发展了许多探测技术，为了更加全面的探测宇宙线，许多实验都采用复合探测。例如AUGER 实验即包含探测大气簇射的电磁成份，还探测大气荧光，这种方式能很好的做交叉检验。再如Tibet AS $\gamma$ 实验在原来闪烁体探测器技术上，为了更好的区分 $\gamma/P$ 等，将增加地下水Cerenkov探测技术探测 $\mu$ 子。

### 2.3 羊八井宇宙线观测站

羊八井宇宙线实验观测站位于海拔4300m的羊八井（东经90.52°，北纬30.11°）地热开发区。

地面实验可使用大型设备、易于维修和长期运行，因而是克服了高能宇宙线低流强的最有效途径。由于地球大气层的屏蔽，任何到达地球的原初宇宙线都不可能避免要遭致与大气原子核的碰撞从而引发EAS，人们正是通过EAS的

测量间接的观测宇宙线。因而其探测阈能和测量的精度依赖于观测站的高度以及EAS的本征涨落和人们对EAS现象的了解。图2.3是EAS的平均纵向发展曲

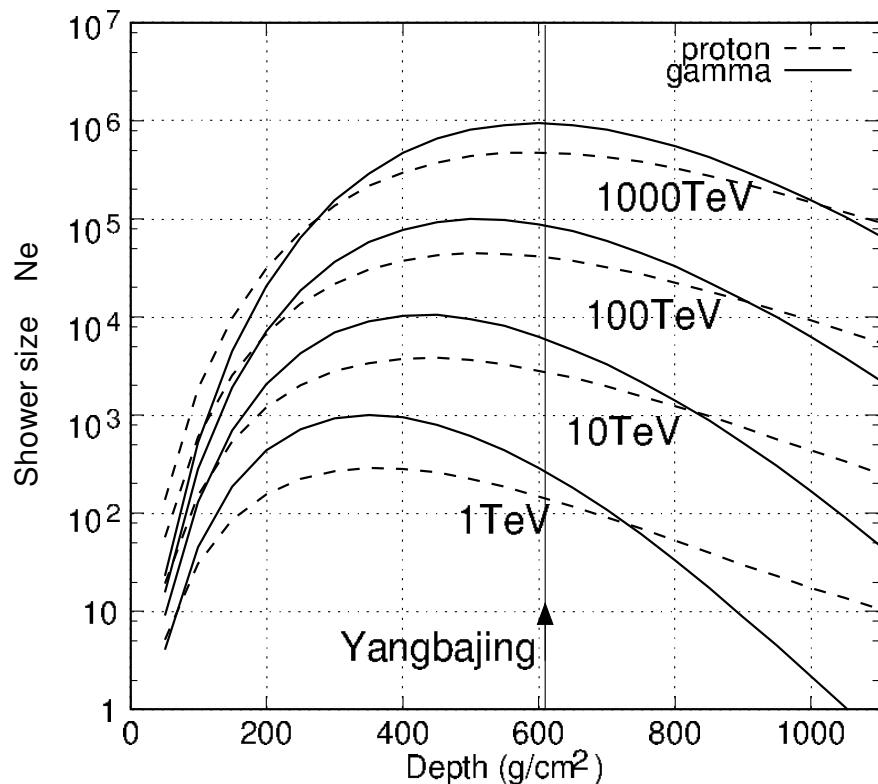


图 2.3: ARGO-YBJ阵列示意图

线，从中我们能看到在高海拔可以实现更低的探测阈能和更大的次级粒子事例统计量，从而有更小的涨落和更精确的测定。羊八井的地理纬度使之有广阔的天球视场，能看到在赤纬 $-10^\circ \sim +75^\circ$ 天区的任何天体。

羊八井宇宙线观测站现在包含中日合作的 $\text{AS}_\gamma$ 实验和中意合作的ARGO-YBJ实验两个地面EAS阵列实验，利用广延大气簇射对宇宙线物理进行研究。图2.4显示这两个阵列的俯瞰图，其中 $\text{AS}_\gamma$ 实验采用传统的取点采样方法收集数据；中意合作的ARGO实验打破传统的取样方法发展了全覆盖“地毯”收集，大大的降低阈能。在几个TeV能区，这两个实验的观测有重叠，可以相互衔接和延伸，各自的测量结果可以交叉检验，又可以联合探测。

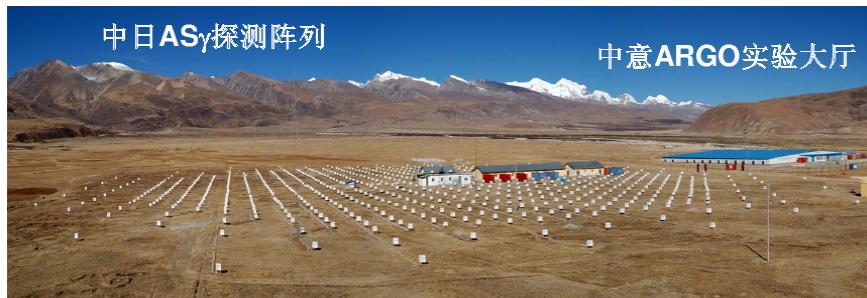


图 2.4: YBJ阵列示意图

## 2.4 ARGO-YBJ探测器介绍

中意合作的羊八井ARGO实验(图2.4所示)是一个用意大利开发的先进的RPC粒子探测技术，在海拔4300m的羊八井建造世界上第一个大面积”地毯”式AS阵列。其实验在技术上把传统的AS粒子取样观测发展到全收集观测，以期用这种自动化、全天候、宽视场的探测设备统以大有效收集面积、空前的数据统计量、能同时监测数百个高能天体(每日4-7小时，长期不间断)。其阵列在监测太阳活动及其相应的日地”空间气候”的变化，以及测定宇宙线中的反质子丰度等方面开拓出前所未有的可能性，因此具有重大的意义。

实验的阵列布局如图2.5所示，它由中间全覆盖的 $74 \times 78\text{m}^2$ 的”地毯”和一圈外围的探测器组成。中心区”地毯”由 $10 \times 13$ Cluster组成。每个Cluster包括12个RPC( $1.28\text{m} \times 2.82\text{m}$ )。每个RPC由 $2 \times 5$ 探测单元(称为PAD, $56\text{cm} \times 62.5\text{cm}$ )组成。为了增大设备的有效触发面积和有效地区分内外部事例，在中心”地毯”的外围用24个Cluster(288个RPC)布成一个”保护圈”(Guard Ring)。整个阵列共计154个Cluster,探测器总面积约为 $6400\text{ m}^2$ 。2006年6月, A R G O 实验中心地毯安装完成，标志着ARGO-YBJ实验开始正式完成。实验的运转由如下环节构成：RPC系统、气体系统、高压系统、探测器监控系统(D C S)、电子学系统。下面简单的给以介绍。

### 2.4.1 RPC系统

高阻性平板探测器(Resistive Plate Chamber, RPC)是由意大利罗马大学的R. SANTONICO 研制开发的，它是一种结构简单的气体探测器，探测部分是由两块平行的高阻性板构成的窄间隙(通常几个mm)气体室构成。

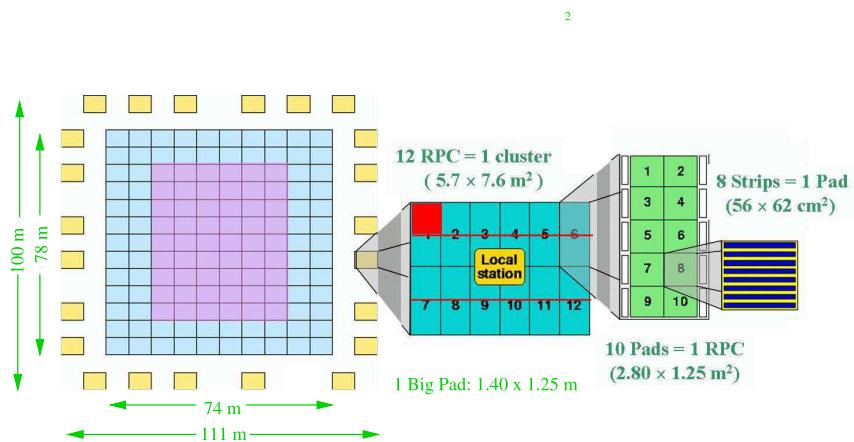


图 2.5: ARGO-YBJ探测器示意图

“羊八井”地毯”实验采用的RPC的结构为上下两块厚度为2mm高电阻率( $\rho \geq 5 \times 10^{11} \Omega \text{ cm}$ )阻性平板和边框围成气体室，气体室的厚度为2mm,其中充有氩气(15%)、乙丁烷(10%)和氟利昂(75%)的混合气体作为工作气体。为了保证大面积的气体室厚度均匀，在两块阻性板之间每隔10cm有一个2mm厚的PVC 垫片(Spacer)并用热熔胶粘合，每个RPC都开有进气口和出气口使气体流通。在阻性板的另一侧涂有一层石墨作为高压电极。高压电极的外面有一层0.2mm的绝缘膜将电极与上面的铝读出条分开。每块RPC有10个PAD组成，而每个PAD由8个读出条(Strip)组成，相邻读出条之间的间隔为3mm。读出条与前端电子学板相连接。信号的读取以PAD 为基本单元，每个PAD上信号的数目为触发的strip条数。在RPC的外围包一层0.2mm的铝箔，铝箔接地，其作用是防止外部杂散电磁波对探测器内部产生影响和屏蔽流光放电信号对电子学电路的干扰。每个RPC封装在一个128×282×5cm<sup>3</sup>的箱体内，这种结构使其便于运输、安装和维修。铺放好的RPC阵列上面附有可行走、可放置子站电子学设备的地板。

RPC气室中的三种混合气体中，氩气为带电粒子的探测介质，异丁烷的作用是减小气体放电时所产生的紫外线再生光电电离，氟利昂是负电性气体，可压缩放电范围。它可以工作在雪崩模式，这种模式脉冲小，恢复时间短，主要用于加速器实验；也可以工作在流光模式，这种情况信号脉冲大，恢复时间较长，无须前置放大器，适宜于大面积宇宙线实验。当EAS中的带电粒子进人气室后，

将气体电离，产生原始离子对，其中电子和正离子在电场的作用下分别向阳极和阴极漂移。原初电子在漂移过程中同时产生雪崩，雪崩后在增殖区形成一个离子组成的锥体，锥体内的空间电荷的电场和外电场相反，使其总电场减弱，而由雪崩产生的正离子和漂移的电子复合时放出光子，光子在锥体外围的气体中打出光电子，光电子又引起雪崩。离子对不断地发展，致使两电极之间形成一个放电通路，这一过程称为流光放电模式。一旦放电发生，由于两电极体电阻很高，在其上的压降就使放电淬灭；同样由于板体的高电阻，上述放电只发生在很小的区域。这种流光放电模式远远超过正比区模式，在读出条上感应出的脉冲信号，由于信号幅度比较大，所以无需放大，直接通过前端电子学甄别后送入地方站，记录下信号的到达时间和读出条所在的PAD的位置。详细的介绍RPC可参考文献[98]

#### 2.4.2 气体系统和高压系统

ARGO实验气体系统是探测器正常工作的前提条件，采用氩气、异丁烷、氟利昂三种气体的混合，其比例 1 5 : 1 0 : 7 5，使得 R P C 工作与流光模式之下，要求瓶中的气压不低于10mbar。为了保证气体能够平稳正常的工作，每种气体都分成两组连接到各自的切换阀门上，正常工作时其中一组气体供气，当该组汽瓶内的气体用完后，自动的切换到另一组气瓶供气，工作人员可以利用这个时间去更换新的气瓶，为了延长 R P C 探测器的寿命，A R G O 实验采用的是流动气体模式。

RPC工作于高压之下，对于穿越其上的粒子进行探测。应用上述气体组分，在羊八井进行的 R P C 试验得到高压与 R P C 对于次级粒子的探测效率的关系[99]，如图2.6 实验运行时实际设置的高压为7200V,此时 R P C 对应的次级粒子探测的效率为 9 5 %左右。实验的高压电源使用的是 C A E N 的 S Y 1 2 7 型号，这个系统是专门为探测器提供电源而设计的。每一个机箱有10个A330N插件，每个插件有2个独立的通道，电压的最大值是10KV，电流上限为1mA. 使用者要预先设定出一次升压，降压的步长(Ramp-up,Ramp-down)和电流的上限. 如果电流过载，并且过载时间超过规定的时间上限，系统将会强行将高压降为0，从而停止探测器的工作. 其中Ramp-up, Ramp-down, trip, 电流上限, 电压上限等利用DCS控制，同时，探测器工作时的电压和电流也由DCS监控. 目前，共有78道高压通道，每道高压为2个Cluster的RPC探测器供电.

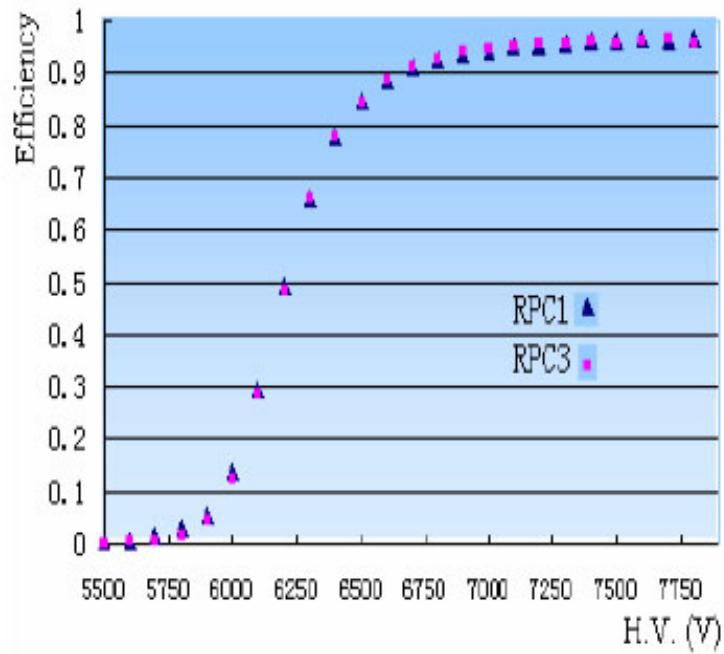


图 2.6: 所加高压与RPC探测效率的关系

#### 2.4.3 探测器监控系统

探测器监控系统 (Detector Control System-DCS), 主要是为了控制探测器的运行, 检测探测器和环境参数。主要包括: 控制系统各高压源通道, 监测高压源各通道工作电流, 监测各 R P C 漏电流, 实时大气压强测量, 室内外湿度和温度, R P C 湿度和温度, 进气管和出气管温度和湿度。探测器监控系统是探测器正常运行不可缺少的环节。

#### 2.4.4 电子学系统

ARGO实验电子学系统如图2.7所示, 主要包含四个部分: 前端电子学, 地方站, 中心站控制室, 详细参考[100]。

前端电子学以PAD为基本探测单元, 提供其上8个读出条的或信号(作为该PAD的着火信号)和读出条的着火情况(strip pattern). 每个地方站负责收集一个CLUSTER的数据, 其中包含4个32路的快速TDC(记录所辖120个PAD上着火PAD的时间信息)和一块通讯板, 后者负责将地方站的数据送到中心站

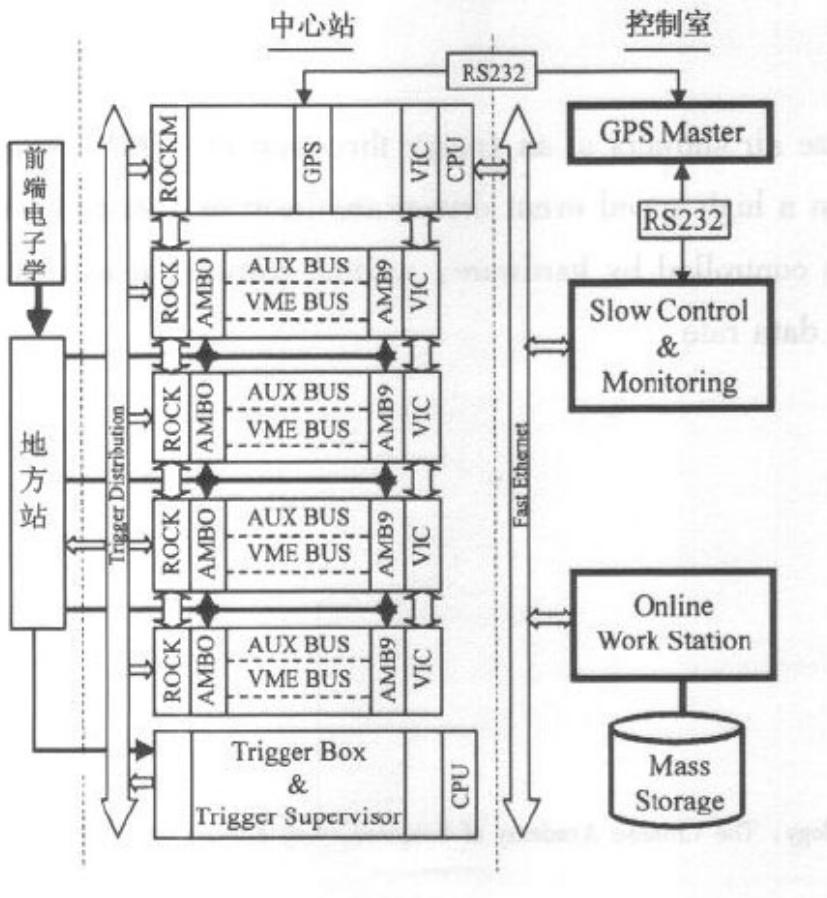


图 2.7: ARGO实验电子学系统

的AMB(ARGO Memory Board), 每个AMB为16个地方站提供数据收集、数据完整性检查、局部事例组建和缓存.DAQ系统共有39个AMB, 分布于4个VME机箱中. 每个VME机箱都有一个ROCK(Read-Out Controller)通过高速附加总线(AUXbus)收集其从AMB(即其控制的本机箱中的10个AMB中的任一个)的数据并进行局部事例组建, 每个ROCK可以伺服10个AMB. ROCKM(ROCK Manager)通过Cbus(Chain Bus)收集并组建所有ROCK的数据, 并缓存完整事例数据, 等待CPU读取.

## 2.5 ARGO-YBJ实验的物理目标

ARGO-YBJ实验阵列具有全覆盖(中心区域  $6.7 \text{ m}^2$ )、大视场( $\sim 2\text{sr}$ ), 底阈能(几百GeV), 较好的时间分辨( $\sim 2.0\text{ns}$ ), 全天候(97%)的优点, 因此ARGO-

YBJ实验具有十分丰富地研究内容:

点源的寻找、监测和研究;

弥散  $\gamma$  射线的观测, 通过观测银河系高能弥散射线的能谱, 研究宇宙线加速机制和传播区域的特征;

宇宙线中正反质子比率的测量等;

$\gamma$  射线暴的观测和研究;

太阳宇宙线物理;

原初质子成份能谱的测量, 对”膝区物理”的研究;

暗物质的寻找及大质量新粒子的寻找。

## 2.6 ARGO-YBJ实验数据

自2006年6月中心地毯130个CLUSTER安装完成并正常运行, 标志着ARGO-YBJ实验的正式开始运行, 随后2007年1月外围探测器也并入DAQ。到现在为止已经积累了三年多的数据, 并可以做很多的物理工作。下面将要简要介绍ARGO-YBJ实验数据信息。

### 2.6.1 原始数据

当广延簇射的次级粒子在短时间击中ARGO-YBJ探测器, 并达到其触发条件: 大于20Pad着火(包括信号, 也含有噪声), 那么此宇宙线粒子就被记录下来。记录的信息:触发事例的GPS时间, 击中PAD的ID号, 击中的时间, 击中该STRIP的数目, 也就是说把每个击中探测器的时间和位置都记录下来了, 图2.8显示ARGO-YBJ 实验记录一个宇宙线的例子。

探测器触发记录的由簇射产生的次级粒子, 同时被收集下来的还有可能是电子学噪声、 $\mu$ 子本底产生的hit等, 另外由于庞大的探测单元, 无法避免探测器某些部分出现问题。比如探测单元(Cluster/RPC/Pad)不能探测到信号, 或者不断发出高噪声, 给出的错误TDC等, 这些异常将直接影响后面的物理分析结果。为了剔除高噪声和不工作的单元, 我们采用逐个统计各个Pad被击中的hit次数为本底信号, 对测量平均得到各个Pad的本底记数率, 然后我们就能看到高噪声或者不工作的Pad。对于TDC异常的, 我们计算Pad所给时间与前锋面预期的平均的差别, 如果大说明对应的TDC时间记录不正常。对于详细的原始数据质量检查可以参考[101]。

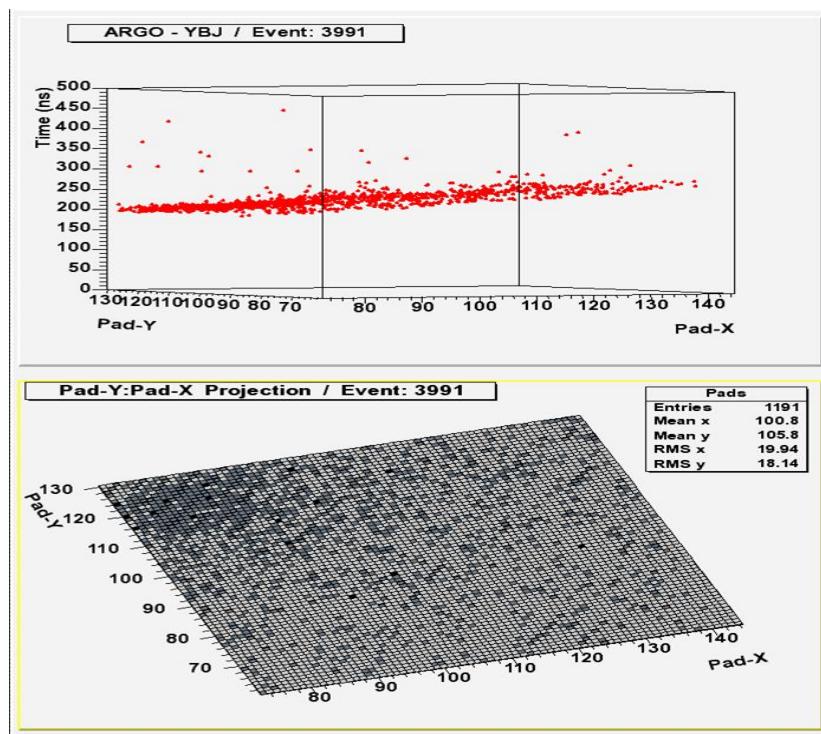


图 2.8: ARGO实验记录的宇宙线粒子

### 2.6.2 时间标定

在大气簇射实验中，精确的测量次级粒子到达探测器的时间信息和空间信息非常重要，因为我们要用其信息重建原初粒子的芯位和方向。对于空间信息主要是指的探测器的单元位置，很容易精确的测定，并且能保证长期稳定，然而对于时间信息通常通过TDC测定，它受探测器的条件不同，后级电子学的差异和电缆长度的不一致等因素使不同的TDC纪录的时间存在差异，假如不能消除这种存在的差异将会直接影响方向的重建：角分辨变差甚至使重建的方向存在系统的指向误差。消除不同TDC之间差异的过程我们称为时间标定。在传统EAS阵列实验，通常采用的方法是利用一个标准的探测器单元轮流放在每个探测器上面符合测量，最后比较每个探测器与标准探测器的差异来完成所有的探测器的标定，这种方法我们称为绝对标定。对于ARGO-YBJ全覆盖RPCs实验来说，总共有近两万道TDC，如果每道标定需要10分钟，每天工作12个小时，总共需要8.5个月 ( $1084 \times 10\text{min} = 8.5\text{month}$ )。因此我们采用利用EAS前锋面本身来标定探测器时间差别的方法，我们称为离线标定（特征面法）[103, 102]。

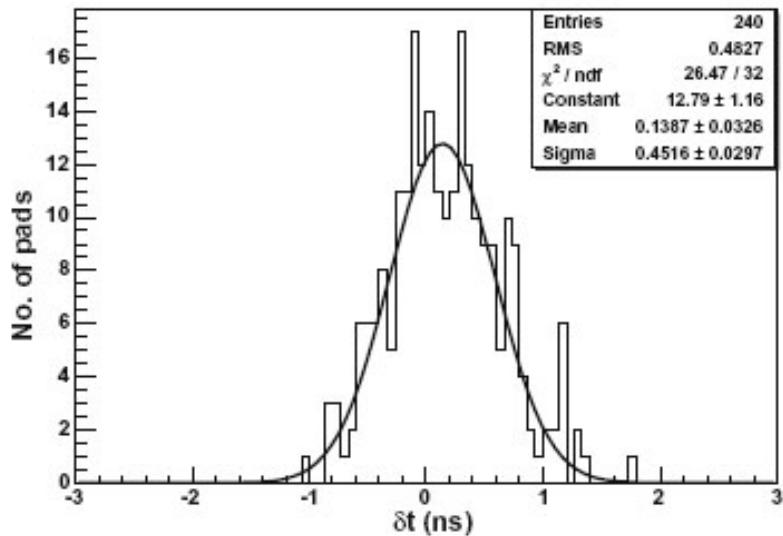


图 2.9: 240PAD的绝对定标与相应的离线定标的差别

图2.9显示经过绝对定标的240个PAD的绝对定标值和相应的离线定标值的差别, 高斯拟合的平均值为0.14ns, 宽度为0.42ns.

### 2.6.3 芯位和方向重建

原初宇宙线在大气中的级联簇射在第二章中已经介绍过, 并且簇射的横向分布可以近似的使用NKG函数公式2.4 来描述.

$$\rho(r) = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} \frac{r^{s-2}}{r_m} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \frac{\Gamma(s)4.5 - s}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (2.4)$$

最大似然方法就是基于这一理论基础来进行重建的. 考虑了探测器效应后, 参数化的公式2.4可以写成:

$$\rho(R) = f\left(\frac{R}{R'_M}\right) \bullet \frac{\eta}{(R'_M)^2} \quad (2.5)$$

其中:

$$f\left(\frac{R}{R'_M}\right) = C \bullet R^{A-2} \bullet \left(1 + \frac{R}{R'_M}\right)^{-B} \quad (2.6)$$

在这里,  $\eta$ 是簇射大小;  $R'_M$ 是修正后的莫里半径( $R'_M = R_M/D$ ), 羊八井高度的莫里半径 $R_M=133m$ ; {A, B, C, D}是忽略原初能量情况下描写簇射横向分布的

参数,取值为{1.81, 2.93, 0.65, 4.17}[?]. 式2.5只是粒子数密度的横向分布的平均效应, 离簇射中心任何一点粒子数可以用Poisson分布考虑它的统计涨落,

$$p(m) = \frac{\mu^m}{m!} e^{-\mu} \quad (2.7)$$

其中,  $\mu = \rho(R)$ , R是离簇射中心的距离. 但是, 考虑到探测器是以探测单元面积为单位的, 则第k个探测单元的粒子数为:

$$\mu_k = \int_S \rho(R) dR \approx S \bullet \rho(R) \quad (2.8)$$

S是以Pad, Module, Cluster为单元的面积.

由公式2.4可以知道, 在离簇射中心地方粒子数密度大, 这时候探测器探测到的可能性就大, 远离簇射中心的地方粒子数密度小, 这时候探测器探测到的可能性就小, 因此可以利用每个探测单元探测到 $m_k$ 个粒子的几率来构造似然函数, 这样就充分的利用了簇射发展的物理信息. 这时候, 似然函数为:

$$LF2 = \prod_{k=1}^{N_S} p_k(m_k) \quad (2.9)$$

其中,  $N_S$ 是探测器单元数, 将其代入式2.7整理后得到:

$$LLF2 = \ln S \bullet \sum_{k=1}^{N_S} m_k + \sum_{k=1}^{N_S} m_k \bullet \ln(\rho_k) - S \sum_{k=1}^{N_S} \rho_k - \sum_{k=1}^{N_S} \ln(m_k!) \quad (2.10)$$

对上式求导可以解出 $\eta$ :

$$\frac{\partial(LLF2)}{\partial \eta} = 0 \Rightarrow \eta = \frac{N_{strip}}{S \bullet \sum_{k=1}^{N_S} \rho_k} \quad (2.11)$$

从而将待估计的参数降低到两个 $x_c, y_c$ , 从而将拟合简单化.

一般来说, 一个簇射事例的前锋面图2.10显示结构示意图, 其前锋面是象一个椎面, 并非我们想象中的平面。ARGO实验利用探测器到的前锋面上的次级粒子着火的先后次序(所记录的时间)以及相对的位置来重建原初粒子的方向。其重建分两步 (1) 假设前锋面是一个平面, 构造一个 $\chi^2$ 量如下:

$$\chi^2 = \sum_i w_i c(t_i - t_{exp})^2. \quad (2.12)$$

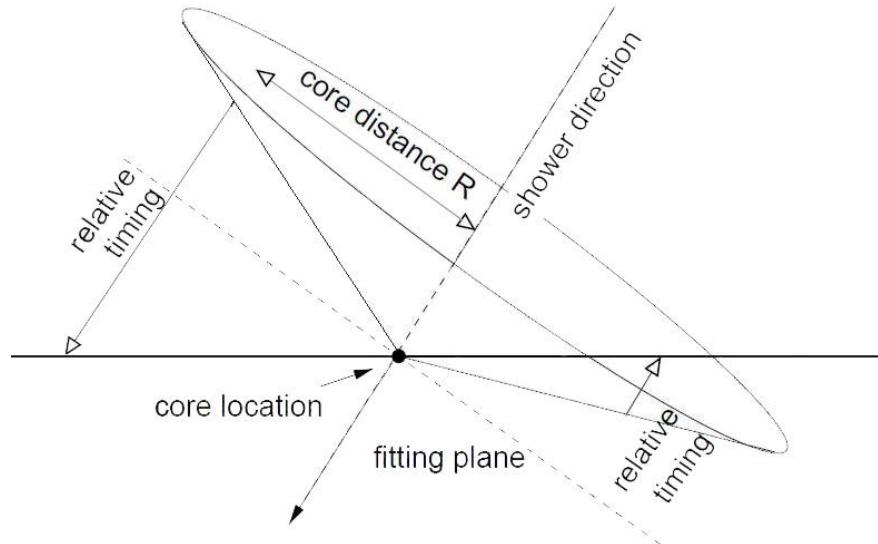


图 2.10: 前锋面结构示意图

其中  $t_{exp}$  为  $t_{exp} = ct_0 + lx_i + my_i + nz_i$ , l,m,n 是粒子方向在笛卡尔坐标上的方向余弦,  $x_i, y_i, z_i$  是第 i 个着火探测器的坐标,  $t_0$  为前锋面到达坐标原点的时间。 $t_i, w_i$  为第 i 个着火探测器的着火时间和权重。利用最小二乘法, 使其  $\chi^2$  量最小就能得到原初粒子的方向。第二步, 考虑到其前锋面具有锥面的形状, 利用拟合的芯位来对平面拟合做一定的修正, 其  $\chi^2$  量定义为:

$$\chi^2 = \sum_i^N w_i (c(t_i - t_0) - lx_i - my_i - nz_i - c\alpha R_i) \quad (2.13)$$

其中  $R_i$  为第 i 个着火探测器的位置到芯位的距离,  $\alpha$  为锥面角因子,  $c$  为光速。

考虑到实验记录到的真实的前锋面情况, 如图 2.8, 次级粒子不是一个理想的分布在前锋面前后对称的分布, 会有一个很长的尾巴。假如每个次级粒子(包括前锋面的尾巴)都用相同权重(等权重方法)来处理, 拟合会比较差, 因此把离前锋面距离不同粒子用不同的权重来处理, 提高拟合的质量。对于 ARGO-YBJ 数据, 离前锋面比较远的次级粒子( $2.5\sigma$  以外)不参与重建, 离前锋面比较近的次级粒子( $2.5\sigma$  以内)我们用 ROBUST (bi-weight 函数) 方法 [106] 来量化处理不同粒子的权重如图所示 2.11。

图 2.12 显示用 ROBUST 方法和等权重方法处理从 0.1 TeV-10 TeV 质子模拟事例的结果。左图是内部事例的对比, 右图是外部事例的对比, 结果显

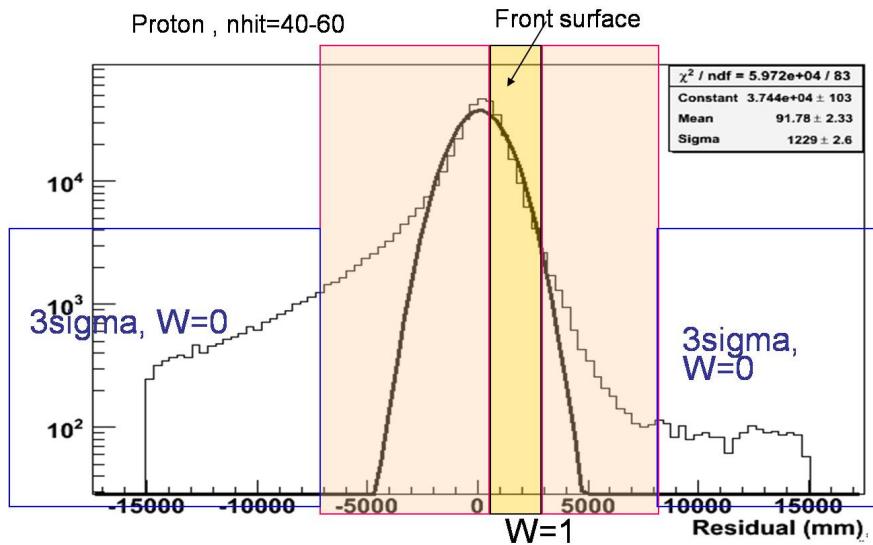


图 2.11: 距离前锋面不同距离的方向拟合时的权重

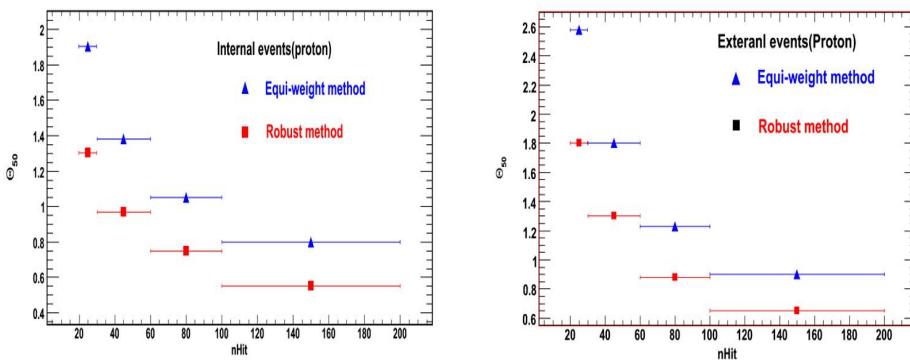


图 2.12: 角分辨的对比

示ROBUST方法比等权重方法有很大的改善，特别对于低能提高20%以上。

## 2.7 小结

本章简单概述了广延大气簇射的一些现象、不同的探测技术和羊八井宇宙线观测站，包括ARGO-YBJ实验及其物理目标和原始数据及其重建的方法等。接下来的一章将利用宇宙线的月亮阴影来检测ARGO-YBJ阵列的性能。

## 第三章 利用月影检测ARGO-YBJ阵列的性能

宇宙线主要由质子和各种原子核组成，这些荷电粒子在达到地球过程中受到空间的磁场调制。1957年，Clark[108]提出太阳和月亮可以遮挡高能宇宙线，从而形成“阴影”，而磁场会使这个“阴影”偏离它的视位置。对月影进行详细的研究，我们可以检验探测器的定向系统误差，估计探测器的角分辨和对探测器进行能量标定。另外月影也可以用来研究宇宙线中的正反质子比[109]。因此研究月影具有重要的意义。

### 3.1 月亮阴影数据分析

#### 3.1.1 月亮信息

月球是地球的唯一天然卫星，是距离我们最近的天体。月球距离地球平均为38.4万公里，月球轨道呈椭圆形，近地点平均距离为36.3万公里，远地点平均距离为40.6万公里。月球围绕地球运动的平均周期为27.3天。图3.1显示月亮视半径随时间的变化，可知月球的视半径是周期性变化的，平均值是 $\sim 0.26^\circ$ 。图3.2显示月亮位置在地平坐标系的天顶角和方位角( $\theta < 40^\circ$ )随时间的变化，由这些图我们可知月亮位置的轨迹变化周期是 $\sim 27.3$ 天。

#### 3.1.2 等天顶角方法

当我们测量来自月亮方向上宇宙线的通量时，为了观测到宇宙线的月亮“阴影”，还要详细的估计其背景。背景估计方法现在已经发展了很多方法：比如等天顶角方法，等赤维方法，直积分方法，和时间交换方法等。由EAS实验事例样本的天顶角分布可知，由于受大气深度的影响，阵列对信号和本底接受强度与天顶角有很强的依赖关系，这种依赖关系受到气压、温度等外部环境的影响。为了消除这种影响，我们采用等天顶角的分析方法。取地平坐标系为参考系，所取背景区与源区位于同一天顶环带上，在这条环带上，于源区的两边对称地各取数倍于源区面积大小的区域作为背景区，背景区可以取一个环型条带（如图3.3右），也可以取一定数目与源区同样大小的圆形区域（如图3.3左）。利用等天顶角方法选取背源区估计背景时，各个工作的做法并不是完全一样：有的在

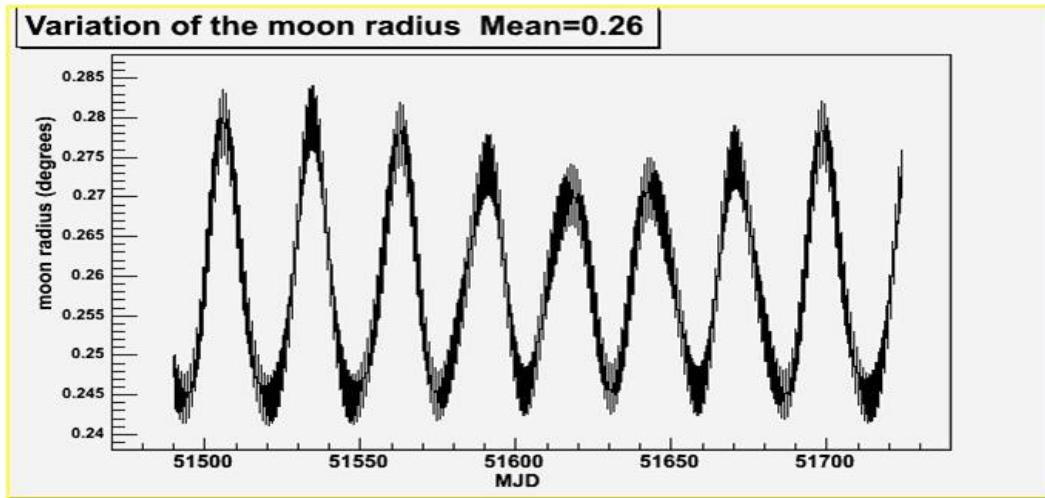


图 3.1: 月亮的视半径随时间的变化。

方位角等间隔的地方选取背源窗口，有的选取两窗口相切的位置，有的利用等天角环带上除了向源窗口所有的事例来估计本底事例率，然后乘以向源窗口的大小得到源区的本底事例。不管用那种估计方法，问题的关键是在于数据处理的过程中准确的把握数据样本质量，找到最合理，最有效的，最快捷的办法。在应用等天顶角的方法时候我们因该考虑：当向源窗口接近天顶时，背景窗口将发生重叠。例如，在位于天顶角  $\theta$  处向源区，选择  $m$  个相切的背源窗口，如图3.4所示，向源窗口角半径为  $r$ ，此时两个窗口的方位角间隔为，由几何关系可知：

$$\sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = \frac{r}{\sin\theta} \quad (3.1)$$

背源窗口不重合的条件是：

$$(m + 1)\Delta\varphi \leq 2\pi \quad (3.2)$$

所以对于角窗口半径为  $r$ ，背源窗口为  $m$  的情况下，天顶角为  $\theta$  满足背源窗口不重合的条件是：

$$\sin\theta \geq \frac{r}{\sin\left(\frac{\pi}{m+1}\right)} \quad (3.3)$$

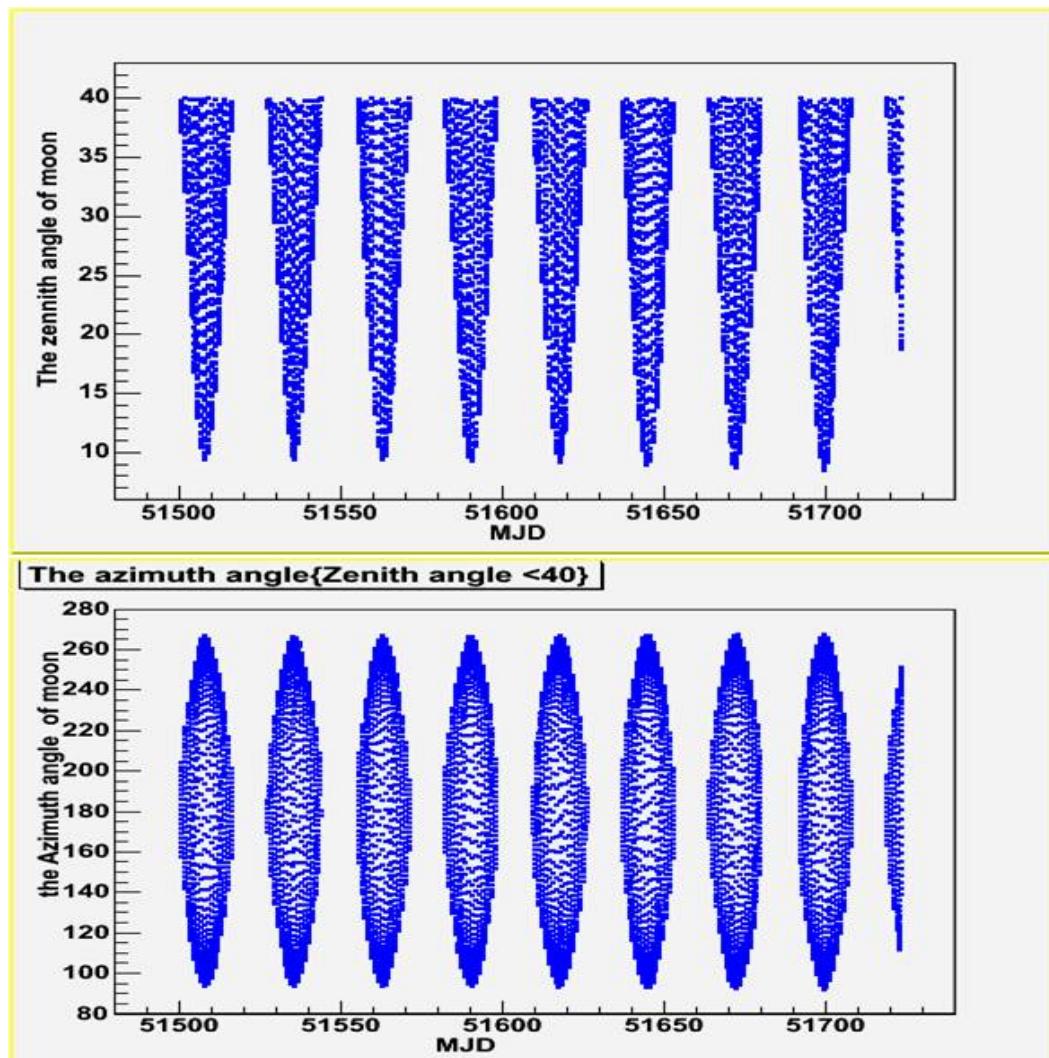


图 3.2: 月亮轨迹的天顶角和方位角。

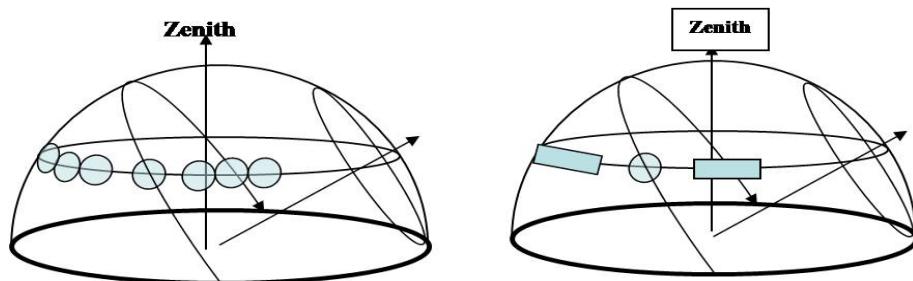


图 3.3: 等天顶角示意图。

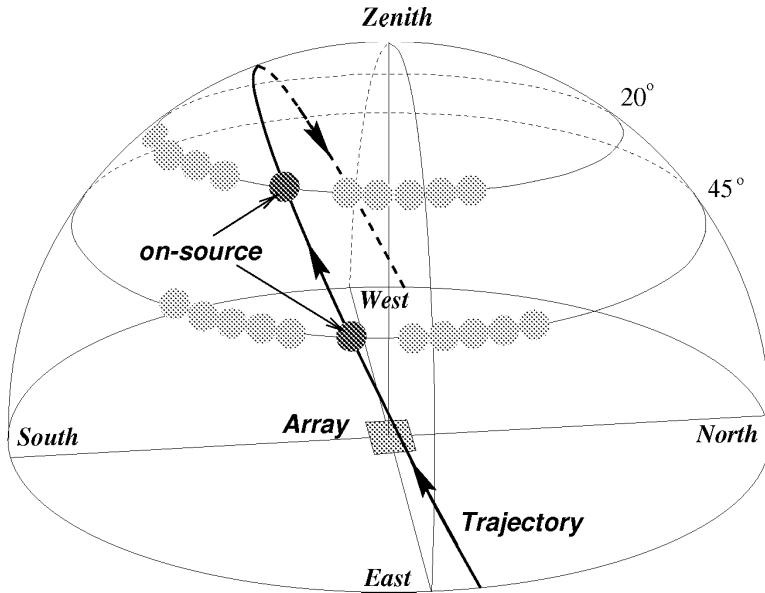


图 3.4: 等天顶角示意图。

### 3.1.3 分析结果

对于月影分析，第一我们要获得月亮附近的事例数的分布，其次估计月亮位置的背景分布。在本工作的分析中背景估计是利用6个背源窗口以5度（远大于角分辨，从而避免了相互污染）的角距离窗口对称的分布在向源窗口的两边。每个在背源或者向源窗口观测到的宇宙线事例分别以 $\theta, \phi$ 来表征其位置，其中 $\theta$ 是事例距离源窗口中心的角距离， $\phi$ 是事例和源窗口的北方向的夹角。利用 $\theta$ 和 $\phi$ ，可以把向源窗口和背源窗口分成 $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ 的格子，然后记录下落在每个格子的事例数。为了寻找最大的显著性，我们要根据其角分辨以每个格子为中心以一定的半径把周围的格子加起来得重新得到此格子新的向源事例和背源事例( $N_{on}$ 和 $N_{off}$ )（这种过程我们成为平滑，这个半径称为平滑半径），平滑半径是依赖于原初粒子的角分辨，可以利用模拟估计。

当我们获得平滑后的每个格子的事例数( $N_{on}$ 和 $N_{off}$ )，利用李-马公式计算显著性：

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{on} \ln \left[ \frac{1 + \alpha}{\alpha} \left( \frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] + N_{off} \ln \left[ (1 + \alpha) \left( \frac{N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (3.4)$$

其中,  $\alpha$ 是向源窗口观测时间和背源窗口观测时间的比(在本工作中相当于向源窗口和背源窗口的数据比 $1/6$ )。当向源窗口和背源窗口是独立的, 并且 $N_{on}, N_{off}$ 是很大 ( $N_{on} \gg 10, N_{off} \gg 10$ ) 时, 观测量符合高斯分布, 计算显著性可简化为:

$$S = \frac{N_{on} - \alpha N_{off}}{\sqrt{N_{on} + \alpha^2 N_{off}}} \quad (3.5)$$

为了提高分析的数据的质量, 对数据进行了选择: (1) 参加重建在中心探测器着火的PAD数大于20; (2) 重建的芯位必须落在以探测器为中心的 $150m \times 150m$  范围内; (3) 重建的事例的入射方向必需小于 $50^\circ$ ; (4) 所用的拟合前锋面的次级粒子平均残差开方根小于300。在接下来的月亮阴影分析中, 也都做了如上选择。利用阵列收集的从2006年6月到2009年10月月影观测数据, 月影观测有效时间 $\sim 3200$ 小时。经过上述的选择条件后, 在以月亮为中心 $8 \times 8$ 度范围内获得了着火的PAD数目 ( $n_{Hit} > 20$ ) 的事例共 $2.25 \times 10^8$ 个。

图3.6显示ARGO-YBJ实验的宇宙线月亮阴影缺失二维和三维显著性的分布图, 最大的缺失显著性为 $55\sigma$ , 通过简单的拟合, 得到东西, 南北方向的阴影的位置为 $(0.25 \pm 0.01, 0.20 \pm 0.01)$ , 由于南北方向受地磁场影响比较小可以拟合的宽度简单估计其角分辨 $0.56 \pm 0.02$ .

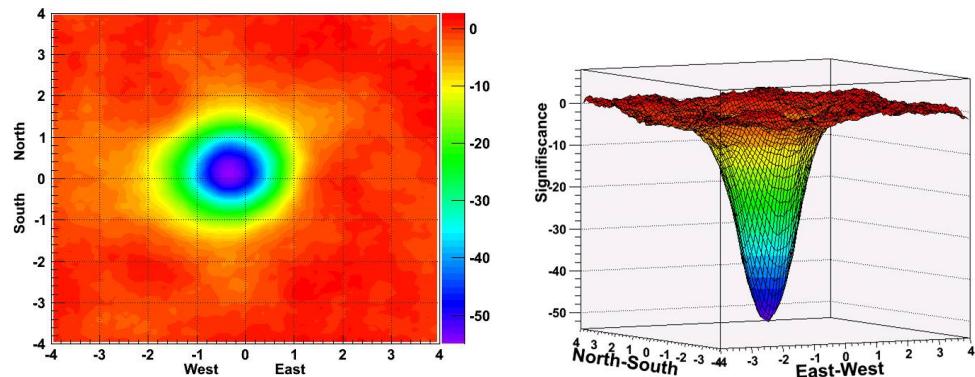


图 3.5: 月亮阴影。

通过研究月亮阴影, 我们可以检测探测器的角度分辨率, 指向误差和阵列的能量分辨率等多种性能参数。为此, 我们必须对月亮阴影进行详细的模拟, 具体包括月地之间的磁场、穿过月地磁场进入大气层的原初粒子产生的大气簇射, ARGO-YBJ探测器对大气簇射的响应, 和对原初粒子的重建等。

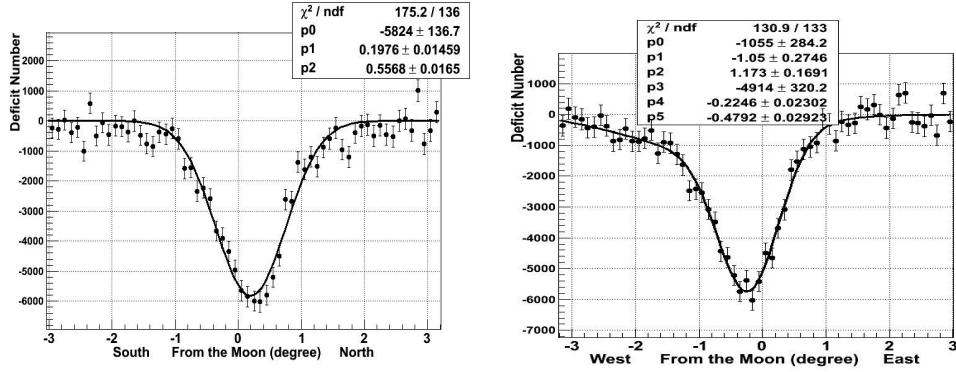


图 3.6: 南北方向和东西方向。

### 3.2 数据的模拟

介绍月亮阴影的模拟前, 先介绍基本的宇宙线和探测器的常规模拟, 然后介绍我们月亮阴影的模拟方法。

从第二章对宇宙线能谱介绍可知, 各家实验对宇宙线成份的探测仍旧有一定的不确定性, 但是对于ARGO实验的主要探测能量 ( $\sim TeV$ ), 流强和能谱的误差估计小于20%, 但是对于能量在  $\sim 100TeV$ 以上的宇宙线, 其成份流强和能谱的误差达到50%以上。我们采用了文献[65]分析总结的直接测量和间接测量实验的所测能谱指数和流强的值。图5.22显示宇宙线主要成份的流强和能谱指数值。

我们采用了CORSIKA6617[105]程序包来模拟每种原初宇宙线和大气相互作用产生的广延大气簇射, 它是由位于德国Karlsruhe的KASCADE实验开发的, 主要模拟原子核、强子、 $\mu$ 子、电子、光子等的EAS的发展和衰减过程, 并输出在大气簇射中产生的所有次级粒子到达选定的观测平面的粒子类型、能量、位置、方向、以及到达的时间。该程序提供用户选择不同的大气模型, 选取不同的相互作用模型, 并能够调整模拟的精度和计算机的耗时等等, 其功能非常强大。

探测器阵列的模拟我们采用G4Argo[104], 它是基于CERN开发的通用于高能物理实验的探测器模拟工具包Gent4写成的, 提供了丰富的物理模型。它是基于C++面向对象的地编程风格, 使用起来方面, 特别增加了实验大厅结构, TDC的时间分辨, 标定的误差, 每个探测单元的噪声等使得数据和MC符合非常好。

重建程序采用我们自己开发的ROUBUST程序重建。

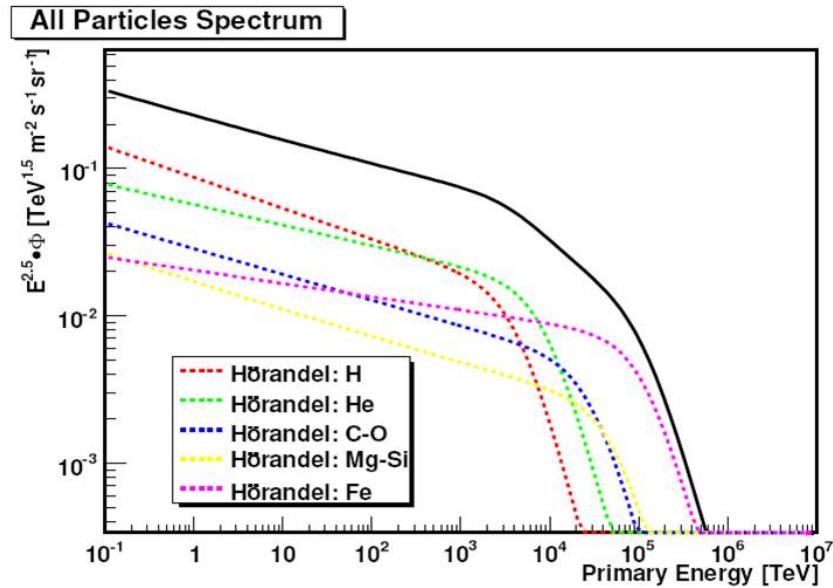


图 3.7: MC 所用主要原初宇宙线能谱。

在模拟中成份的能谱和流强利用图5.22所示，模拟的能量对于质子和氦从20GeV-100TeV 对于其他的重核我们用200GeV到100TeV，投点面积选择 $2000 \times 2000\text{m}^2$ .

模拟结果ARGO实验的数据特性显示数据和MC符合非常好，如图所示3.8，3.9。图3.10显示质子的原初能量和Pad多重数的关系，其中点代表质子的原初能量，误差代表质子的平均能量的误差，由图可知ARGO的域能在几百GeV。

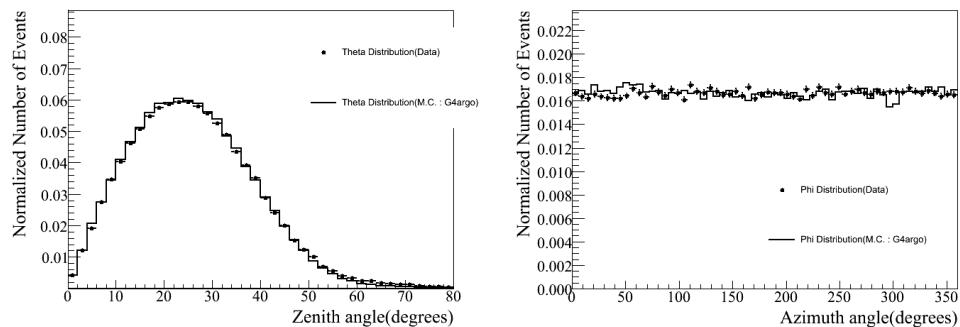


图 3.8: 模拟和数据的天顶角和方位角对比。

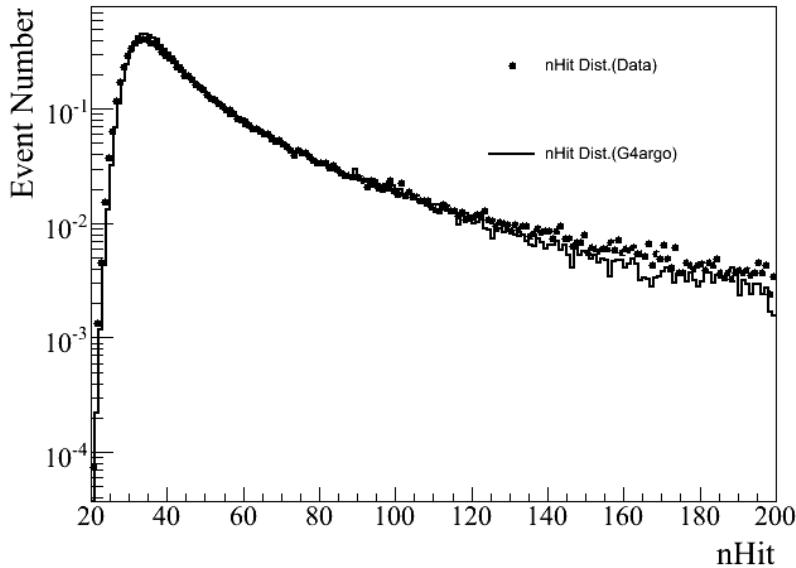


图 3.9: 模拟和数据的着火的pad数目的对比。

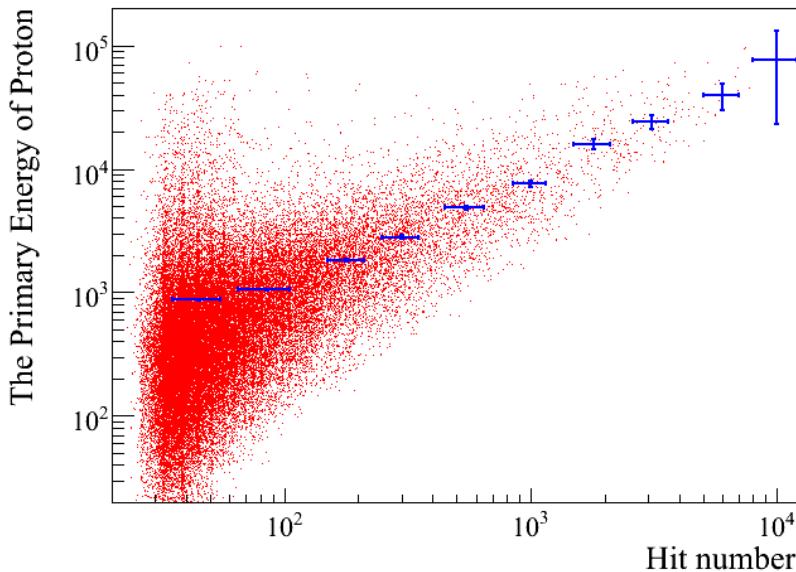


图 3.10: 模拟的着火的Pad数目与原初能量的关系。

### 3.3 月亮阴影的模拟

在研究宇宙线月亮阴影的时候，涉及到原初宇宙线粒子在地磁场的行为，模拟时必须考虑宇宙线在磁场中的偏转。本章的工作主要介绍地磁场及其高能

粒子在地磁场中的偏转，然后利用上节的宇宙线大气模拟，探测器的模拟，以及事例的重建来模拟月亮阴影缺失事例。

### 3.3.1 模拟月亮阴影方法

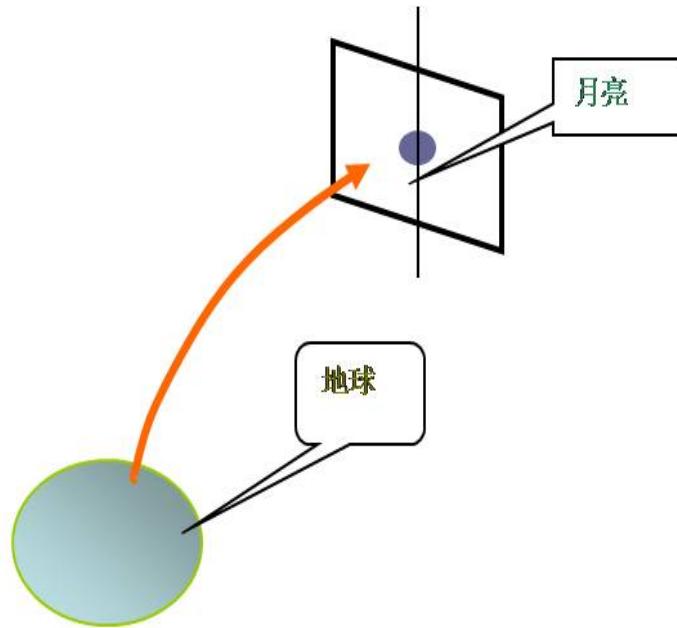


图 3.11: 月亮阴影模拟示意图。

为了节省计算资源和更快更好的模拟月影，对簇射模拟程序作了一些改动，思想如下：

- 1、做某一段时间的月影模拟时，我们首先在这段时间内按指数时间间隔机抽取一个时间作为模拟反推宇宙线的时间，并按能谱指数随机抽取能量附给此宇宙线的能量。
- 2、按第1步随机抽取的时间计算月亮的位置（天顶角，方位角）
- 3、随机抽取该宇宙线方向，随机抽取的方向并不是全天区的随机抽取，而是月亮附近的一定区域内抽取。
- 4、利用随机抽取的时间、方向和能量的宇宙线，让其从羊八井位置反推该粒子看能否击中月亮。
- 5、假如该粒子没有击中月亮不做簇射模拟，从第3步做起再一次抽取该宇宙线方向，假如击中月亮，那么对该粒子进行簇射模拟并记录该粒子的信息。

6、模拟完第一个粒子然后再一次从第一步开始模拟第二个粒子，以此下去模拟完所需要的粒子数为止。

下面介绍一下怎样随机抽取宇宙线事例的能量，方向等的信息。在模拟中所用的是在CORSIKA自己的随机产生函数RMMARD，它可以产生 $9 \times 10^8$ 相互独立的序列，每个序列的长大概有 $2 \times 10^{44}$ ，因此在我们研究的范围已经是足够用了。

### 一、随机能量的产生方法

随机抽取能谱为:  $dN/dE = \alpha E^\gamma$ , 能量范围为 $E_1 \leq E \leq E_2$ 粒子的方法:

$$N = \int_{E_1}^{E_2} \alpha E^\gamma dE; \quad (3.6)$$

由公式3.6以得到能量在 $E_1 \leq E \leq E_2$ 随机产生公式

$$E = [R_n \times (E_2^{\gamma+1} - E_1^{\gamma+1}) + E_1^{\gamma+1}]^{\frac{1}{\gamma+1}} \quad (3.7)$$

其中 $R_n$ 为随机数， $\gamma$ 为能谱指数。

### 二、随机天顶角的产生方法

探测器观测宇宙线的流强 $I$ 和天顶角 $\theta$ 的关系为:

$$I = \alpha \sin \theta \cos \theta; \quad (3.8)$$

其中 $\sin \theta$ 是和立体角相关的一个量， $\cos \theta$ 是由于平面探测器不同的方向探测效率引入一项。所以

$$N = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \alpha \sin \theta \cos \theta d\theta; \quad (3.9)$$

由上式可以得到在天顶角为 $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$ 范围内随机抽取天顶角公式为

$$\theta = \cos^{-1} \sqrt{1 - R_n(\sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1) - \sin^2 \theta_1}; \quad (3.10)$$

其中 $R_n$ 是随机数。

### 三、随机方位角的产生方法

由于在大尺度上原初方位角的粒子数分布在各个方向上均匀的，所以方位角范围 $\phi_1 \leq \phi \leq \phi_2$ 产生随机数的公式可以写为:

$$\phi = \phi_1 + R_n(\phi_2 - \phi_1) \quad (3.11)$$

其中 $R_n$ 是随机数。

### 3.3.2 地磁场和高能粒子的偏转

地磁场是一个向量场。描述空间某一点地磁场的强度和方向，需要3个独立的地磁要素。常用的地磁要素有7个如图3.12所示，即地磁场总强度 $F$ ，水平强度 $H$ ，垂直强度 $Z$ ， $X$ 和 $Y$ 分别为 $H$ 的北向和东向分量， $D$ 和 $I$ 分别为磁偏角和磁倾角。

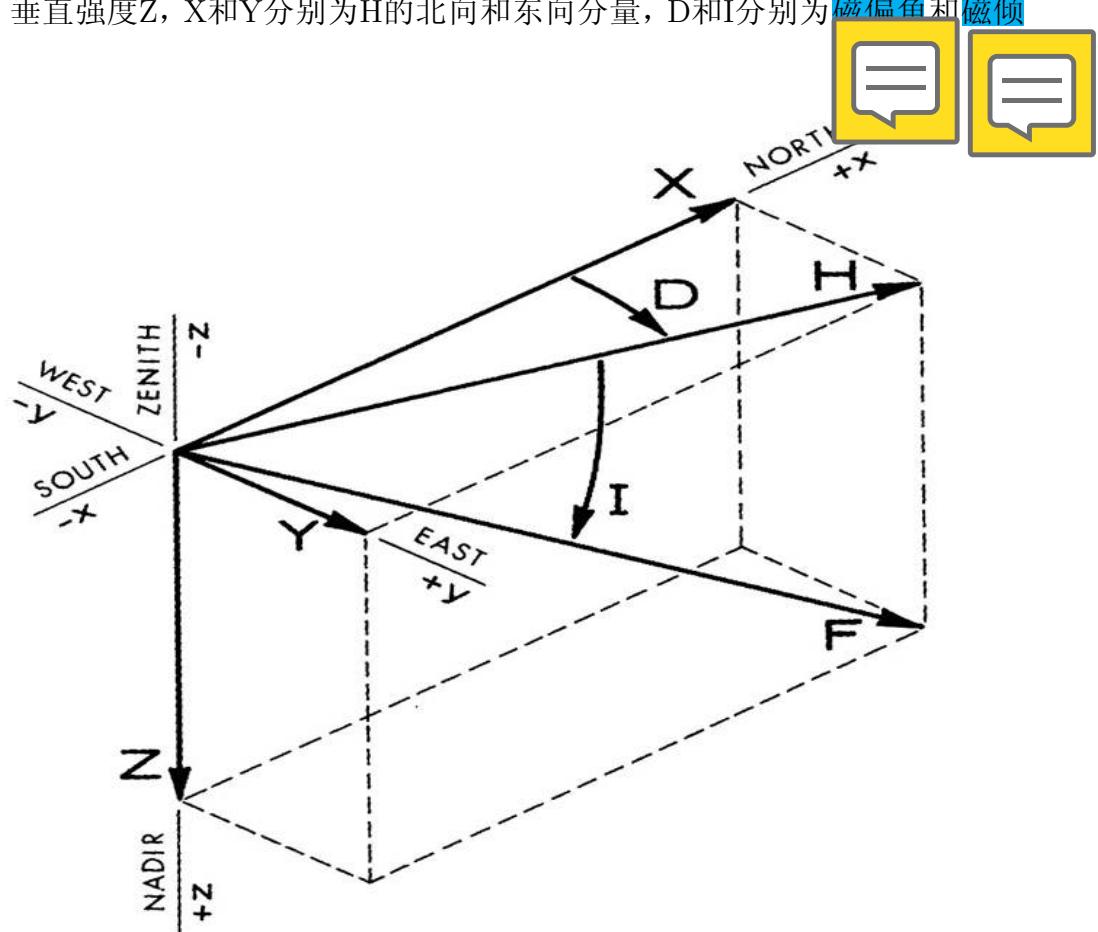


图 3.12: 地磁场的各个分量。

地球磁场跟地球引力场一样，是一个地球物理场，它是由基本磁场与变化磁场两部分组成的。基本磁场是地磁场的主要部分，起源于地球内部，比较稳定，变化非常缓慢。变化磁场包括地磁场的各种短期变化，与电离层的变化和太阳活动等有关。实验观测表明内部磁场要比外部磁场大的多，通常约为万分之几到千分之几，偶尔可达百分之几。

近地磁场整体上近似为磁偶极子场，作为一级近似地球可以看作一个磁化球，相应的磁北极（南极）位置近似的为 $78.5^\circ$ 和 $103^\circ$ （ $65^\circ$  和  $139^\circ$ ），磁偶极轴

和地球自转轴的夹角为 $11.3^\circ$ ,磁偶极矩大小为 $8.1 \times 10^{25} G \cdot cm^3$ 。由于地球本身不是球体,而是一个旋转的椭球(赤道半径为6378.16km,扁率为 $1/298.25$ )。地磁场近地部分无法用磁偶极场来很好的描述,需要考虑多极贡献,随着高度的增加,多极贡献减少。这时可以用磁偶极场来描述。当高度增加到3到4个地球半径以上的时候,地磁场和太阳风相互作用,形成磁球(magnetosphere)结构,无法用磁偶极子场来近似。更精确的地磁场是用IGRF[56] (International Geomagnetic Reference Field) 模型来描述。IGRF模型是一系列描述地球主磁场和其长期变化的数学模型。**地磁场可以表述为** $\mathbf{B} = -\mathbf{grad}\phi$ , **而磁势满足拉普拉斯方程:**  $\nabla^2\phi = 0$ , 因此地球的标量可以用有限的球谐函数展开如下:

$$\boxed{\phi} = a \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} (g_{nm} \cos m\lambda + h_{nm} \sin m\lambda) P_n^m(\cos \varphi) \quad (3.12)$$

其中的平均半径(6371.2KM), $r, \lambda, \varphi$ 是地心球坐标系中的三个分量, $r$ 是**地心距**, $\lambda$ 是从格林威治算起的经度, $\varphi$ 是余纬( $90^\circ$ -纬度)。 $P_n^m(\cos \varphi)$ 是n维m阶准归一化Schmidt缩合Legendre多项式。N是展开的最大球谐度,在IGRF模型里取N=10,以尽可能避免地壳中磁场来源的影响并很好的描述地球的主要磁场。IGRF中由一套球谐系数组成,这些参数是通过对不同时期各种地磁测量结果拟合得到的,即不同的时期的IGRF模型参数是不同的。

图3.13显示我们用地磁场程序包geopack得到的地磁场在距离地心1个地球半径的地磁强度(N取10)分布图。由于在距离地心比较远的情况下,地磁场可以很好的用偶极子模型近似,图3.13显示磁偶极子近似下在距离地球6个地球半径的地磁强度和。注意计算磁场的坐标系是用地球地心坐标系。

在月影模拟时候,具体做法是**采用带相反电荷的粒子从羊八井探测器位置出发跟踪粒子在地磁场中的运动,最后看是否击中月亮来等效月亮发射粒子击中探测器**。具体做法如下:

如果空间磁场为 **$\mathbf{B}$** , 粒子的能量和电荷分别为E和Ze, 运动方向已知, 由公式:

$$E^2 = \mathbf{P}^2 c^2 + m_0^2 c^4; \quad (3.13)$$

可以得到 **$\mathbf{P}_0$** ,然后利用动量定理

$$\boxed{\frac{d\mathbf{P}}{dt} = Ze(\mathbf{v} \times \mathbf{B});} \quad (3.14)$$



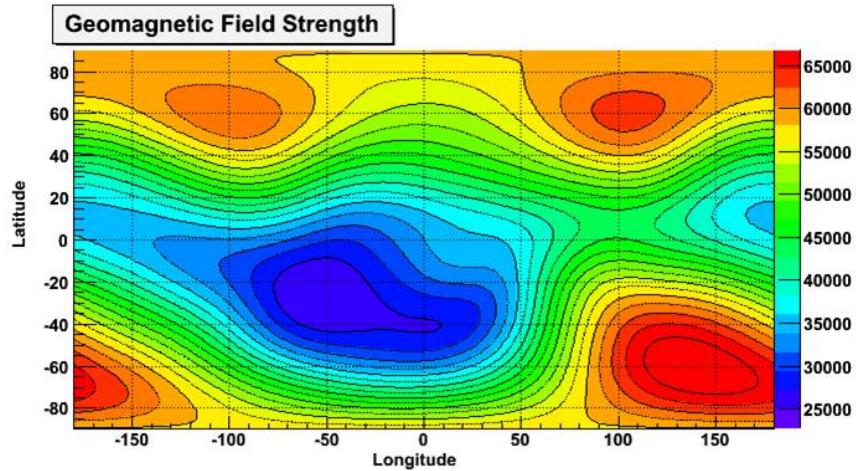


图 3.13: IGRF 模型计算出的地磁场的总强度 ( $N=10$ , 距离地心一个地球半径)。

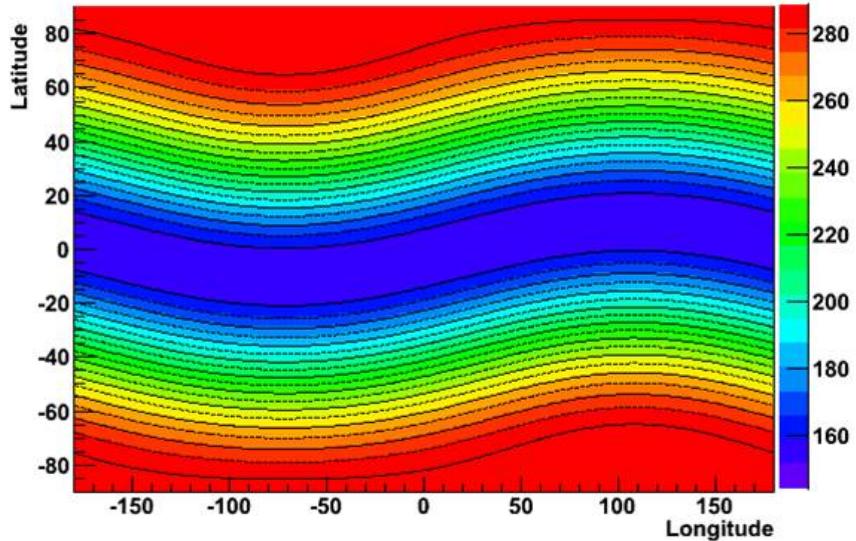


图 3.14: 偶极子模型计算出的地磁场的总强度 (距离地心6个地球半径)。

计算在地磁场中按照一定的步长经过一个的步长 $\Delta\ell$  计算出粒子的偏转量:

$$\Delta \mathbf{P} = -\mathbf{B} \times \Delta \ell; \quad (3.15)$$

根据初始动量 $\mathbf{P}_0$ , 可以得到一个步长后的动量:

$$\mathbf{P}_f = \mathbf{P}_i + \Delta \mathbf{P} \quad (3.16)$$

再以 $\mathbf{P}_f$ 作为下一次反推的起始动量，它的方向作为下一步长的方向，同时累计粒子在地心坐标系的位矢，如此反复下去，直到位矢的模等于月地之间的距离。粒子到达月地距离时地心与粒子位置连线的方向和地心月亮视方向之间的角距离小于月亮角半径就认为粒子击中月亮；否则就认为粒子被偏转开，没有击中月亮。最后我们能得到击中月亮时候的末动量 $\mathbf{P}$ ，利用初始动量 $\mathbf{P}$ 和末动量 $\mathbf{P}_0$ ，可以计算出偏转角 $\Delta\theta$ 。

图3.15显示在一个周期内从羊八井到月亮周围宇宙线事例（能量为2TeV,跟踪月亮轨迹）的偏转角的图。

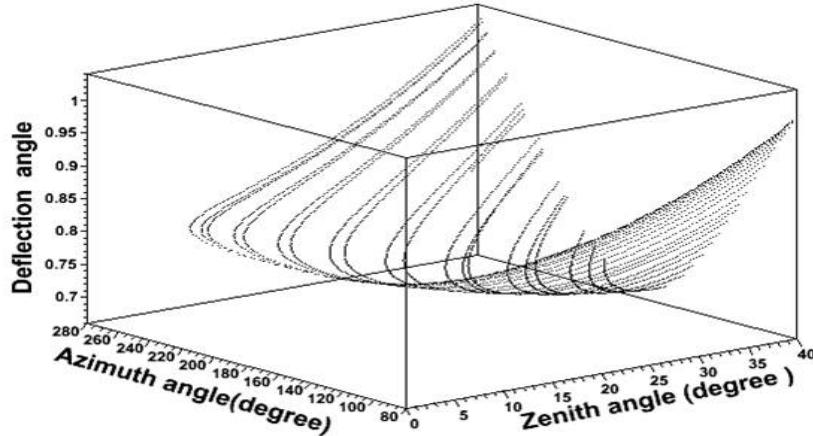


图 3.15: 宇宙线的偏转角和反推的宇宙线的方向的关系。

从图上可知，月亮在不同的位置偏转角度不同，考虑到YBJ位置( $30.1^\circ N, 90.5^\circ E$ )的磁场磁倾角 $I = 46^\circ$ ,磁偏角 $D = 0.1^\circ$ ,月亮所处的不同位置宇宙线偏转有一定的差别(绝对偏转角差别大小能达30%),宇宙线在天顶角~40°度，并且在南边的时候偏转比较小，东西方向来的宇宙线偏转最大(对称的分布)。由于磁场的这种分布，总的效果是月影中心在南北方向不偏，东西方向偏转的大小随着能量的变小越来越大。

平均的偏转角符合：

$$\Delta\theta = 1.6^\circ \times \left(\frac{E}{1TeV}\right)^{-1} \quad (3.17)$$

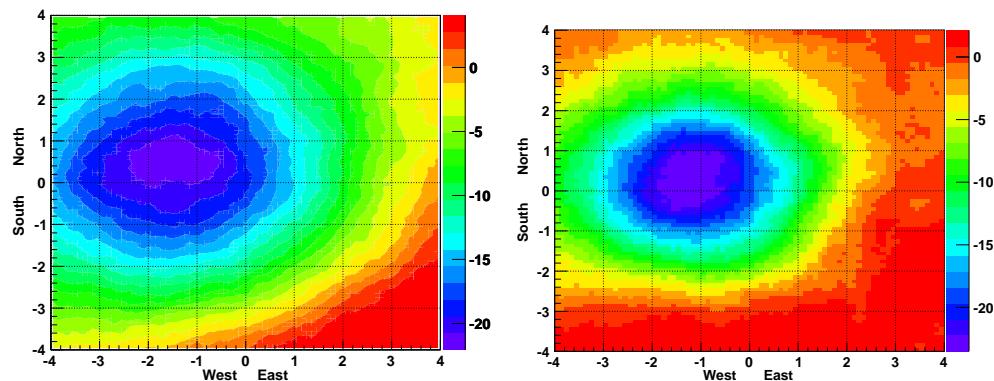
### 3.4 利用月影检测阵列的性能

宇宙线被月亮遮挡形成的阴影可以看作是离我们最近，最强的，也是我们了解最清楚的“源”，是地面阵列的标准“烛光”，可以利用负“源”扩展的大小检测阵列角分辨，利用源的位置和预期位置的比较可以研究阵列的系统指向误差，利用不同能量宇宙线在东西方向偏转的大小不同可以研究能量的决定标定，利用月亮阴影比较稳定，用其长时间的缺失数目可以监测其阵列的长期稳定性。

对于模拟，参看4.2和4.3介绍的方法：原初宇宙线能谱(Horandel文献[65])、大气簇射模拟(Corsica6617[105])、探测器响应模拟(G4Argo[104])，模拟数据重建(ROBUST方法，参看第三章第六节)。为了模拟月亮阴影特殊的“源”，我们根据要模拟数据时间段的月亮轨迹产生模拟数据，总共产生 $3 \times 10^8$ 个原初粒子：质子和氦成份的模拟能量范围分别为 $0.02 - 10^4 TeV$ ,  $0.08 - 10^4 TeV$ , 其他重核为 $0.3 - 10^4 TeV$ .

对于数据，考虑到观测数据的连续性，我们并没有利用2007年11并入DAQ的外围探测器参与方向重建。利用从2006年7月到2009年10月积累的数据，观测月亮的时间~3200小时，得到 $55\sigma$ 如图3.6。由于有足够的统计量，所以按不同探测器着火数目nHit(注意nHit是前峰面周围400ns范围内的中心探测器着火的数目)把数据分成七组进行详细分析研究。nHit范围(对应的nHit分布的中值能量，其分布是选择以月亮为中心 $8^\circ \times 8^\circ$ 范围内的事例数)分别为： $20 \leq nHit < 40$ (1.25TeV),  $40 \leq nHit < 60$ (1.76TeV),  $60 \leq nHit < 100$ (2.30TeV),  $100 \leq nHit < 200$ (3.55TeV),  $200 \leq nHit < 500$ (6.05TeV),  $500 \leq nHit < 1000$ (12.2TeV),  $1000 \leq nHit < 50000$ (26.0TeV)。

图3.17,3.17显示不同能量的月影维分布图。



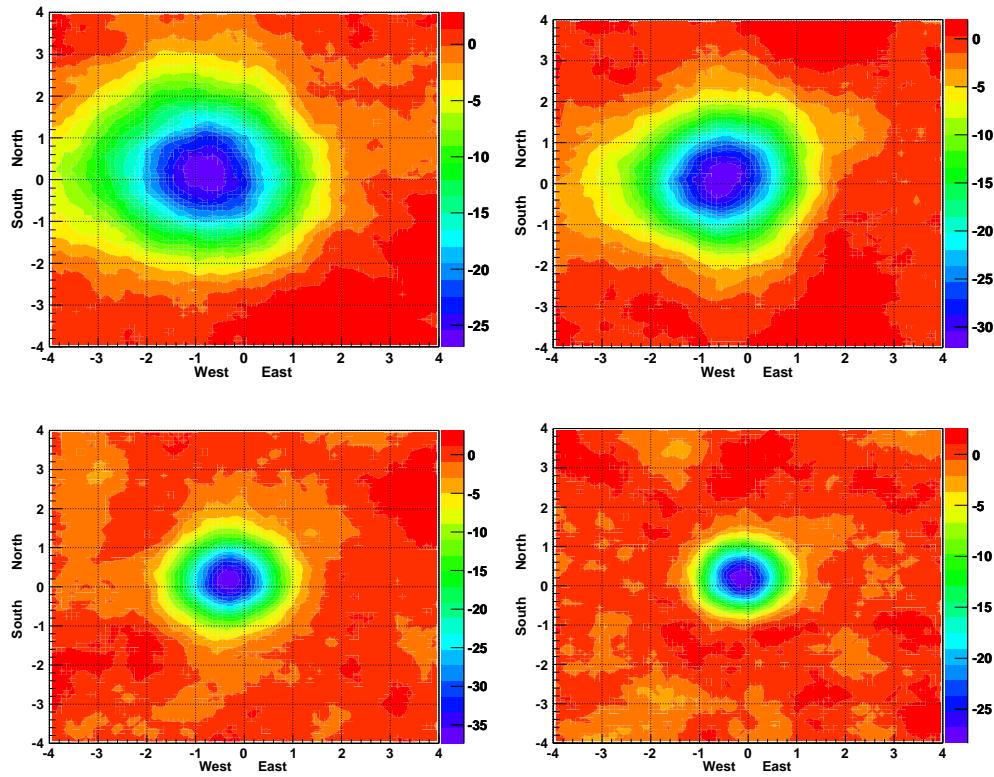


图 3.16: 不同能量范围的月亮阴影nHit范围分别为: (20-40, 40-60, 60-100, 100-200, 200-500, 500-1000)。

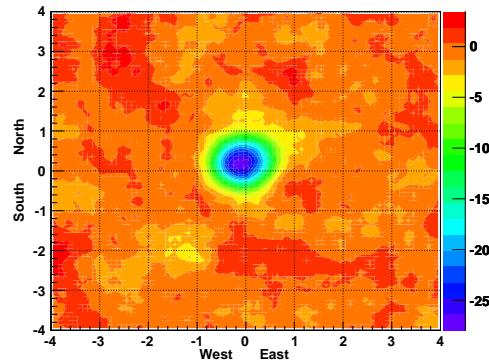


图 3.17: 不同能量范围的月亮阴影nHit(1000-50000)。

在分析数据的时候为了MC和数据统一，我们采用相同分析条件：重建数据格式相同、重建程序相同、数据选择条件相同、月影分析方法相同。

在月亮阴影的分析中我们比较关注的是月亮阴影中心的位置和其阴影展宽

的大小。获得其值得途径如图3.18所示。首先根据MC模拟研究得到其相应投影宽度R（我们用最优平滑半径的二倍，所谓最优是指使显著性最大的平滑半径），第二步把分布在投影宽度范围内的事例分别投影到东西方向和南北方向得到其一维分布，然后利用单（或者双）高斯函数去拟合其分布可以得到其分布的峰值（即月影的中心）和分布的宽度。

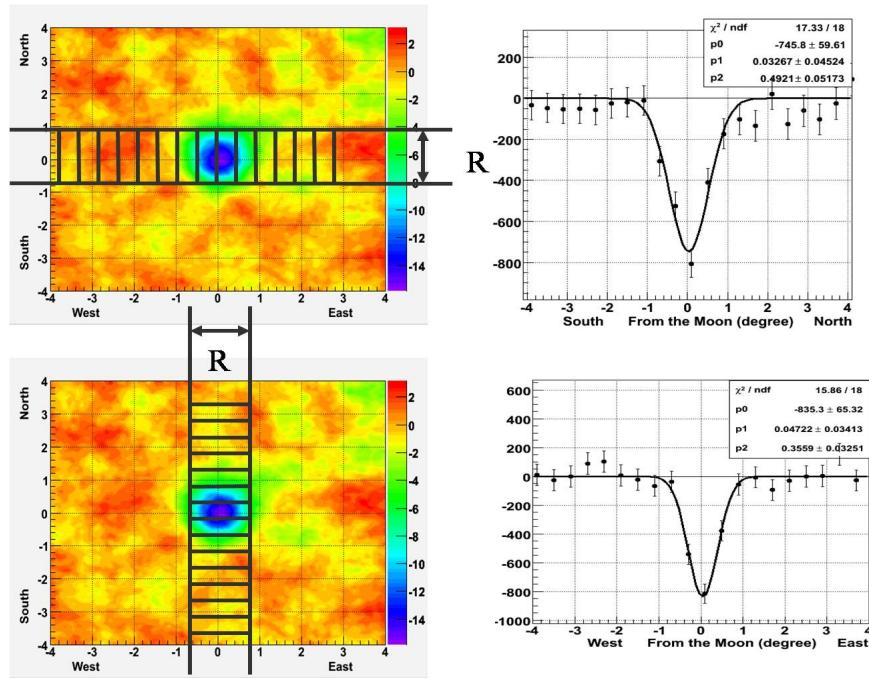


图 3.18: 获得一维投影事例分布的示意图。

考虑到南北方向受地磁场影响比较小，我们用南北方向一维分布拟合的宽度研究其角分辨。

下面利用月亮阴影研究给出探测器性能的结果。

### 3.4.1 ARGO阵列的角分辨

点源或者类似于点源的信号的观测显著性是和其阵列的角分辨的大小成反比和收集的事例数成平方根关系，所以说阵列的角分辨是ARGO-YBJ探测器一个重要的参量。通常我们说的角分辨是指空间意义上的角分辨，但是当角分辨不是特别差的时候（例如 $< 5^\circ$ ）空间上的分布可以利用平面上的单或者双高斯

函数分布很好近似代替。

$$\frac{dN}{d\Omega} \sim f(\theta_{space}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{\theta_{space}^2}{2\sigma^2}\right] \quad (3.18)$$

$$\frac{dN}{d\theta} \sim f(\theta_{plane}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{\theta_{plane}^2}{2\sigma^2}\right] \quad (3.19)$$

其中 $\sigma$ 是一定数据样本分布的宽度,  $\theta_{space}, \theta_{plane}$  分别是空间分布的角距离和投影到 $\theta_{plane,x}, \theta_{plane,y}$ 平面的距离。当 $\theta < 5$ 的时候, 我们可以作 $\theta_{space}^2 = \theta_{plane,x}^2 + \theta_{plane,y}^2$ 近似, 其中x,y是两个互相垂直的方向, 其角距离 $\theta_{plane,x}, \theta_{plane,y}$ 相互独立的,

由于影响阵列角分辨因素比较多, 单高斯函数有时并不能很好的描述, 为了更好的拟合数据我们也考虑更复杂的单高斯和多高斯拟合。空间和投影角分布表达式如下:

$$\frac{dN}{d\Omega} \sim f(\theta_{space}) = f_1 \frac{1}{2\pi\sigma_1^2} \exp\left[-\frac{\theta_{space}^2}{2\sigma_1^2}\right] + (1 - f_1) \frac{1}{2\pi\sigma_2^2} \exp\left[-\frac{\theta_{space}^2}{2\sigma_2^2}\right] \quad (3.20)$$

$$\frac{dN}{d\theta} \sim f(\theta_{plane}) = f_1 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left[-\frac{\theta_{plane}^2}{2\sigma_1^2}\right] + (1 - f_1) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left[-\frac{\theta_{plane}^2}{2\sigma_2^2}\right] \quad (3.21)$$

其中 $\sigma_1, \sigma_2$ 是两个高斯的宽度,  $f_1$ 是第一个高斯占的比例。通常的情况下, 一个阵列都和一个宽度有一定关系的量来表征阵列的角分辨。对于不同的阵列定义的角分辨有些不同。

对于双高斯拟合我们可以用RMS简单表达:

$$RMS = \sqrt{f_1\sigma_1^2 + (1 - f_1)\sigma_2^2} \quad (3.22)$$

当然还有利用一维投影分布的最大值的一半的宽度 $\theta^{HWHM}$ 定义角分辨, 有利用包含点源分布的63%( $\theta_{63}$ ), 50%( $\theta_{50}$ ), 72%( $\theta_{72}$ )事例的宽度作为角分辨。

但是不管怎么说, 假如阵列的角分辨是一个单高斯情况下的分布, 所有的定义都是一致的。

在我们工作中定义包含源分布的50%宽度做为角分辨定义, 对于我们的拟合, 假如用单高斯能很好的描述 ( $\chi^2/\text{ndf} \approx 2$ ), 当不能很好的描述, 我们就用双

高斯拟合。图3.19显示通过投影到南北方向上不同能量范围内的一维分布拟合得到的结果，对于N-S方向由于受地磁影响比较小，可以近似反映其角分辨的大小（这里的角分辨我们采用 $\theta_{50}$ ），由图可知MC和数据符合的非常好。

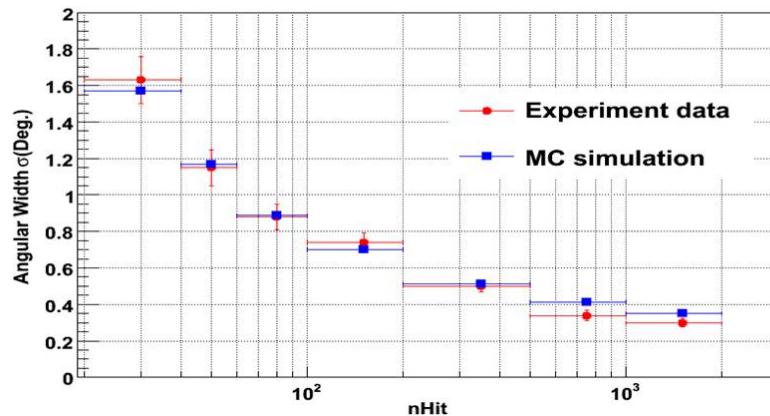


图 3.19: 由月亮阴影得到的角宽度。

考虑到月亮不是一个点源，而是一个有一定视半径（平均 $0.26^\circ$ 的盘，不同时间有一定的变化 20%），利用数据和模拟测到的信号的宽度其实包含点源和月亮半径的两个因素的影响，因此不能准确地反映角分辨，对其作研究发现点源函数和月亮半径两个因素叠加的宽度和点源函数的近似关系([107]):

$$RMS = \sigma \sqrt{1 + \left(\frac{0.13^\circ}{\sigma}\right)^2} \quad (3.23)$$

由此可知当 $\sigma < 0.2$ ,月亮尺寸的影响20%左右， $\sigma > 0.4$ 其影响少于5%，当 $\sigma = 0.7$ 仅仅1.7%.

### 3.4.2 ARGO阵列的系统指向误差

探测器的指向误差也是反映探测器性能的另一个重要指标。引起系统误差的原因很多比如探测器测量的TDC时间，阵列的方位测量问题，每个探测器的时间标定有问题等等。我们可以利用标准的源来确定其指向的误差，但是现在可用的不受地磁场影响的源由于信号比较弱不能准确地确定系统的指向问题，所以月亮阴影“负源”可以作为一个标准的源。由于我们可以准确计算地球附近每个位置磁场的大小，进而能获得每种粒子的偏转轨迹，因此我们可以利用宇宙线的月亮阴影这个很强的负的信号来研究其指向误差。

比较幸运的是，在羊八井位置地球东西方向相对南北方向的磁场几乎为零，所测得月亮阴影在南北方向的偏移可以准确的反映南北方向系统误差，对于东西方向由于受地磁场的影响比较强，要依赖于准确的模拟，图3.20左显示不同nHit段不同成份粒子在东西方向模拟月亮阴影偏转，但是偏转差别不是很大，主要由于在同样的nHit段里，重核的触发能量相对比较高，其刚度E/Z分布差别不是很大如图3.20右由所示。

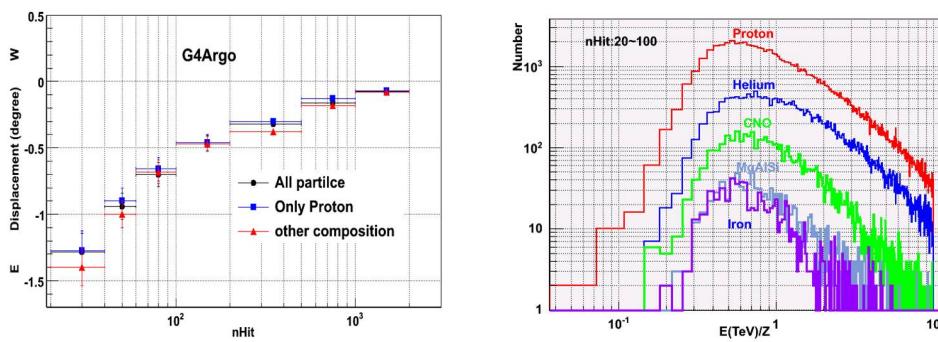


图 3.20: 不同成份的月亮阴影的偏转和其 E / Z 的分布。

图3.21显示南北方向数据和MC预期的月亮阴影的中心偏移。可以看出从低能到高能月亮阴影的中心系统的向北偏，因此总体上来看探测器在南北方向上的系统误差 $0.22 \pm 0.01$ 。

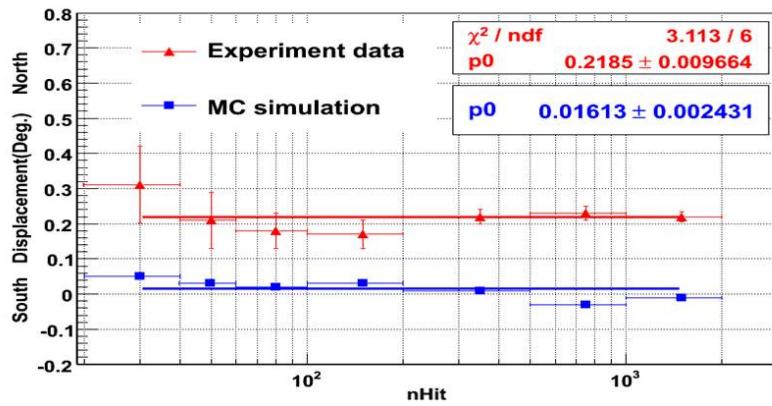


图 3.21: 南北方向上的系统误差。

图3.22,3.23显示东西方向数据和MC预期月亮阴影中心的偏移。上图显示

数据和MC预期月亮阴影中心东西位置的偏移。为了更清楚看其微小的差别下图是数据和MC预期月亮阴影中心东西位置的偏移差的分布，可以看模拟与数据符合非常好。

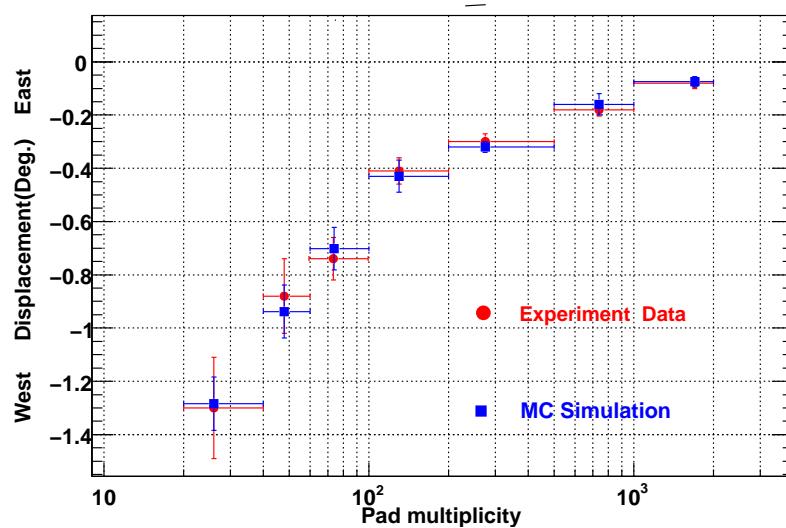


图 3.22: 东西方向上偏转角度随能量变化的关系。

由月影分析来看，ARGO-YBJ阵列的系统指向误差为向北0.2度，因此在我们做其他物理分析时可以考虑或修正。

### 3.4.3 ARGO阵列的能量绝对标定

从图3.22我们能看出由于地磁场的影响随着原初宇宙线的能量降低宇宙线月亮阴影中心的位置逐渐的向西偏移,因此我们可以利用地磁场作为磁谱仪对ARGO-YBJ实验观测到的宇宙线能量进行绝对定标。下面将对此问题进行讨论。

首先我们定义一个曲线函数(如方程3.24所示)去拟合由MC模拟不同能量范围月亮阴影中心的东西偏移量,

$$\Delta\theta = \kappa(nHit)^\lambda \quad (3.24)$$

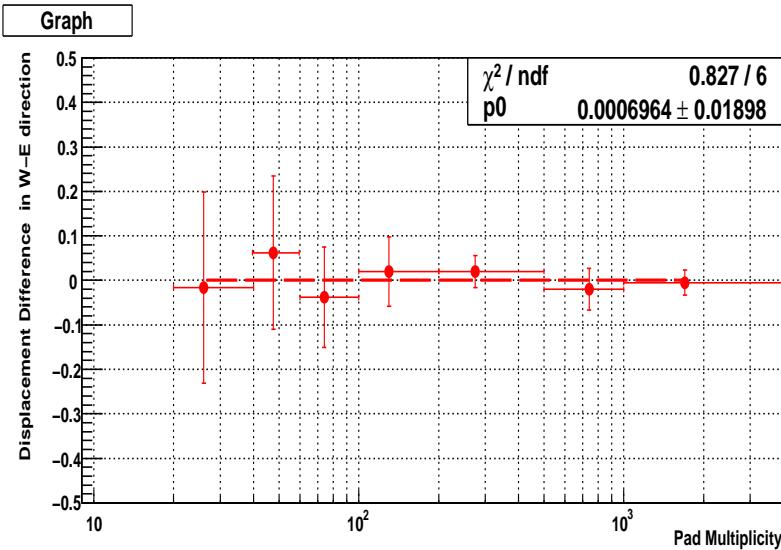


图 3.23: 东西方向上的系统误差。

拟合结果我们得到  $\kappa = -12.58$  和  $\lambda = -0.68$ , 如图3.24实线所示。其次我们利用 M C 数据得到的标准函数, 但是增加一个nHit移动项 $\Delta R_n$ 如下所示:

$$-12.58[(1 - \Delta R_n)nHit]^{-0.68} \quad (3.25)$$

利用增加移动项的标准函数去拟合实验数据点, 估计实验数据和可能nHit移动的比例为 $\Delta R_n = (2.9 \pm 14)\%$ 。

$\Delta R_n$ 是nHit的移动项, 和能量移动比例 $\Delta R_E$ 并不一样, 所以我们应该把 $\Delta R_n$ 转化为 $\Delta R_E$ 。为了确定 $\Delta R_n$ ,  $\Delta R_E$ 移动比例关系, 我们通过系统地逐一改变每个原初宇宙线事例的能量得到不同的月亮MC样本来研究其关系, 通过能量的改变量分别为别为:  $\pm 20\%$ ,  $\pm 15\%$ ,  $\pm 15\%$ 得到 6 种 M C 事例样本。通过上述的拟合方法, 能获得每组MC样本和拟合得到 $\Delta R_n$ 的关系如图3.25。假设他们关系是线性的, 通过拟合我们获得 $\Delta R_n = (-0.91 \pm 0.16)\Delta R_E$ . 所以绝对能量标度的系统误差估计约为:  $(-3.1 \pm 15\%)$ .

另外我们也研究了原初宇宙线的成份和不同的相互作用模型所利用上述方法所带来的能量标度的不确定性。在我们的模拟中所用的化学成份的比例主要基于直接的观测实验得到的, 存在一定的统计和系统误差, 为了研究其的影响, 我们人为改变质子所占比例的 $\pm 10\%$ 的比例, 但不改变其能谱指数, 其他的重核

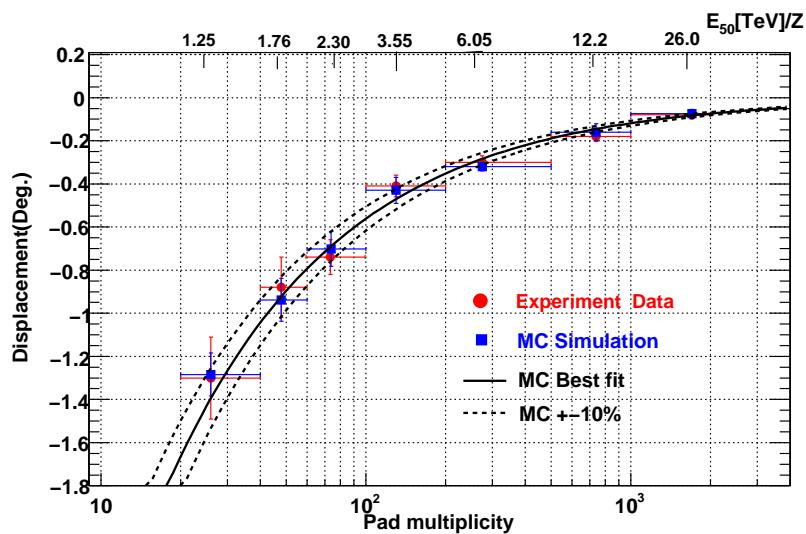


图 3.24: MC和实验数据的月亮阴影随能量的关系。

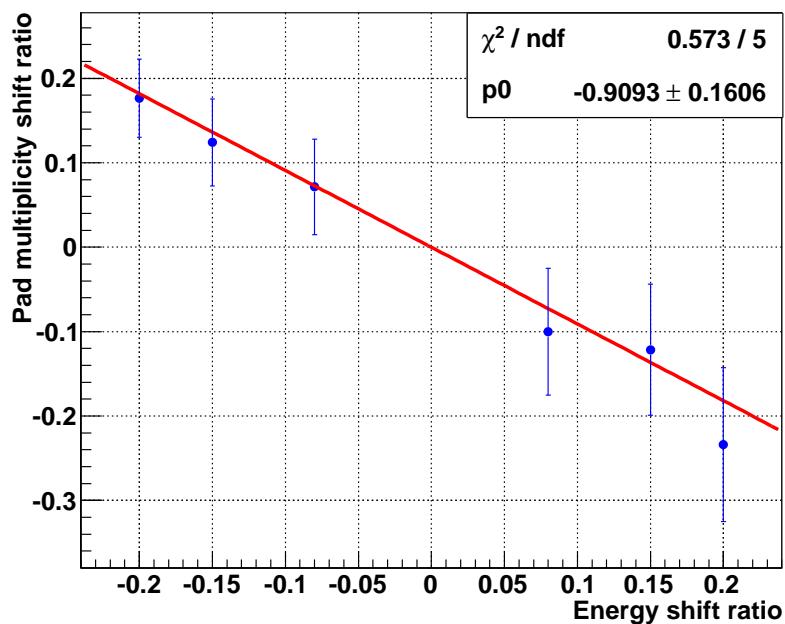


图 3.25: 通过月亮阴影获得的能量移动百分比和nHit移动百分比的关系。

成份相应的变化 $\pm 10\%$ , 图3.26左显示其结果: 其图标三角, 点, 倒三角分别代表质子占总触发粒子总数的60%, 70%, 80%. 从图上虚线可知由于成份的差别我们能估计其系统误差 $\sigma_{sys1} = 7\%$ . 另外一个重要的不确定因素是由相互作用模型

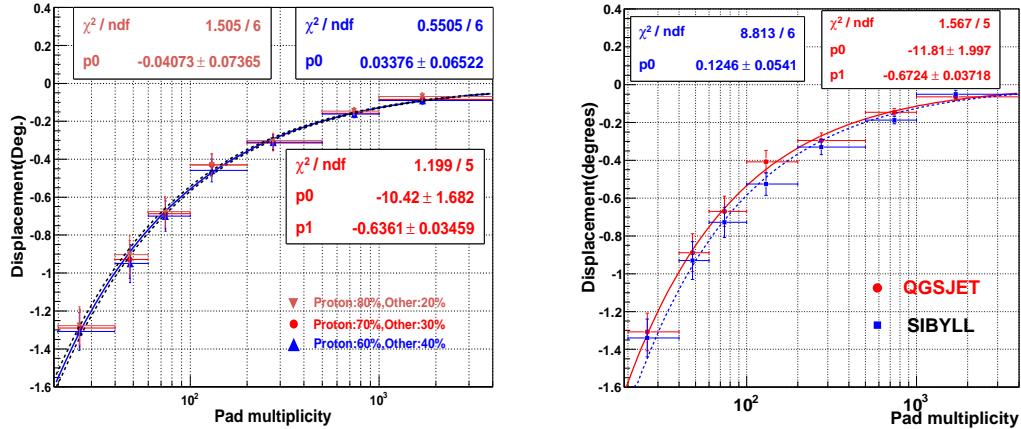


图 3.26: 由成份改变和强相互作用模型不同带来的系统误差。

引起的, 图3.26用不同的强相互作用模型QGSJET和SIBYLL的结果。从图上可知, 不同的相互作用模型带来的误差 $\sigma_{sys2} = 12\%$ .

总的来说, 利用月亮阴影来估计能量的测量的误差为:  $-3.1\% (\pm 15_{stat} \pm 7_{sys1} \pm 12/2_{sys2})\%$ . 因此, ARGO-YBJ总的绝对标度误差估计小于17.9%:

$$\sqrt{\Delta R_E^2 + \sigma_{stat}^2 + \sigma_{sys1}^2 + \sigma_{sys2}/2^2} = 17.9\%. \quad (3.26)$$

#### 3.4.4 ARGO阵列的长期稳定性

阵列的长期稳定性是做物理分析的基础, 利用宇宙线被月亮阴影遮挡的事例随时间的积累, 可以检查其长期稳定性。图3.27显示月亮阴影的积分缺失事例和预期的缺失事例图。

其中期望缺失事例可以通过如下方法得到:

$$N_{def} = \eta \times N_{moon} \quad (3.27)$$

$$\eta = 1 - \exp[-0.5(\frac{R_s}{\sigma})^2] \quad (3.28)$$

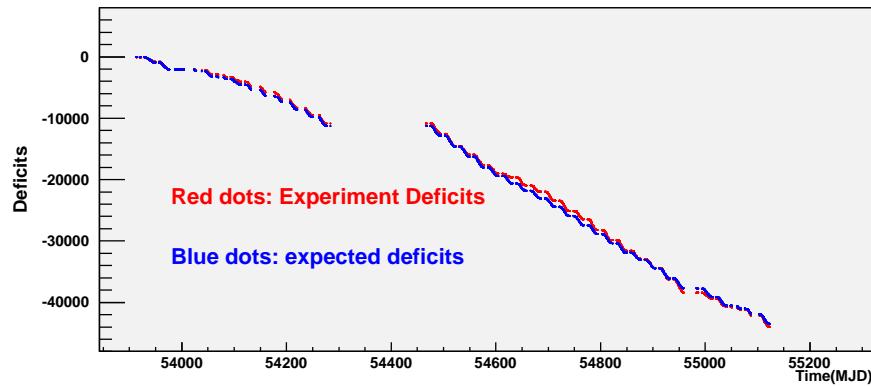


图 3.27: 月亮阴影积分缺失事例图。

$$N_{moon} = N_{off} \times \frac{\pi R_m^2}{\pi R_s^2} \quad (3.29)$$

其中  $N_{moon}$  是在分析数据的时间段里被月亮遮挡的总的事例数目。可以从背景  $N_{off}$  中获得,  $R_s$  是观测月亮阴影时所开的窗口的大小  $0.8^\circ$  此工作选择以  $(-0.25, 0.25)$  为圆心月亮阴影计算的缺失数,  $\sigma$  是分布函数的高斯宽度, 考虑到东西方向受地磁场的影响, 取其比角分辨稍大的值:  $0.65^\circ$ ,  $R_m$  是平均的月亮的视半径  $0.26^\circ$ 。

图3.27显示, 实验观测的宇宙线的缺失数和预期的复合的非常好, 这进一步确认的阵列在这一时期运行是稳定的。

### 3.5 小结

本章工作利用宇宙线的月亮阴影来检测ARGO-YBJ阵列的性能, 首先介绍了月亮阴影的分析方法和月亮阴影的详细模拟的结果, 然后利用数据和月亮阴影的对比给出阵列的角分辨, 阵列的指向误差, 能量绝对标定, 和长期稳定性的工作。接下来章利用月亮阴影来研究宇宙线的正反质子比例。



## 第四章 利用月影测正反质子的比例

宇宙线反质子的研究给我们提供研究宇宙重子物质的不对称一个机会，想完全解决此问题，准确地测量结果是必须的。另外准确的测量反物质丰度也是间接研究暗物质的一个重要工具。宇宙线核在星际间传播的过程中和星际空间介质相互作用是反质子产生的一个重要过程，对反质子丰度的观测也是理解宇宙线传播过程中一个关键的因素。因此，对宇宙线反质子的研究具有一定的意义。

本章首先简单介绍反质子的实验测量和一些理论解释，然后利用ARGO-YBJ观测到宇宙线的月亮阴影给出正反质子比例的流强上限。

### 4.1 宇宙线中反质子简介

1979年Golden等利用装载磁谱仪的气球第一次探测到宇宙线的反质子事例（能量在4.7-11.3GeV）[110, 111]，一年以后，Buffington[112]利用低能量能器在大气顶端做了成功的观测。自从上世纪九十年代，由于改进的磁谱仪的应用，可以和加速器实验量化的对比，获得了更多的实验数据，使其能量达到50GeV。但是直到现在，由于反质子特别低的流强和气球所载实验装置的限制，使反质子流强测量限制在几十个GeV以下，在此能量区域由于原子核阈能的影响和太阳调制的不确定性，观测能谱很难辨别那个模型比较好。在高能区，由于流强的限制，很难通过直接探测去测量，很幸运的是，Urban等[113]提议可以利用不同宇宙线的月亮阴影偏转不一样这种性质来测量正反质子的比例，各个地面阵列由于统计量的原因，只能给出流强上限，例如AS<sub>γ</sub>实验利用收集的8年的数据量即~40σ的月亮阴影给出在几TeV能量段90%正反质子比例的流强上限7%[114]，其他的实验L3+C[115]，Macro[116]等实验也都给出一定的流强上限，但是对模型限制比较有限。

从现在的宇宙线正反质子比测量结果看，宇宙线和星系介质相互作用产生次级粒子模型能很好的解释测量结果，例如主要质子和星际间的原子核碰撞产生：

$$p + p \rightarrow \bar{p} + p + p + p \quad (4.1)$$

但是考虑到粒子产生和传播的复杂性，理论的值仍旧有很大的不确定性 (1) 在源位置不同的模型不同的能谱预期; (2) 宇宙线在星际间传播; (3) 高能粒子相互作用知识不完全; (4) 太阳的调制。

然而对于其他的产生反质子的奇异模型也不能被剔出掉，例如原初黑洞的蒸发、反星系等，在这些反质子产生的模型中预期在几TeV 能量段正反质子的比例能达到10%的水平[117]. 另外有些模型也认为宇宙线的反质子也可能来之于银河系超重暗物质 ( $M > 10TeV$ ) 的湮灭,这样的模型显示正负电子的比例在低能的时候和次级产生的背景是一致的，但是到了高能 (TeV) 他们的比例能达到10%的水平。

综上所述,测量正反质子的比例是很有意义的。

## 4.2 利用ARGO-YBJ数据测正反质子比例

ARGO-YBJ实验自从2006年6月已经成功地运至今，利用观测到的世界最清晰宇宙线月亮阴影达到 $55\sigma$ 的统计显著性，利用正反质子的月影相对于月亮中心对称的分布，不同能量偏转的方向不同这一性质，结合月亮的MC模拟，测量了正反质量的比例，给出世界上最好流强上限的值。

### 4.2.1 方法

图4.1显示两个不同能量段 ( $40 < nHit < 100$ 和 $100 < nHit < 10^5$ ) 月亮阴影的二维显著性的分布，月影中心分别向西偏转 $0.79^\circ$ 和 $0.25^\circ$  由上一章可知MC和数据符合非常一致. 然而没有明显的证据显示在相反的位置存在反质子宇宙线的月亮阴影。

为了估计反质子对月亮阴影的贡献,我们首先分析得到两种模拟事例的月亮阴影: (1) 被月亮遮挡的所有宇宙线的月亮阴影; (2) 仅仅被月亮遮挡宇宙线中的质子的月亮阴影。对于每个月亮阴影的缺失事例样本分布，我们用几个叠加的高斯函数去描述和发现4个高斯函数的叠加已经足够好的描述离月亮中心5度以内的角距离的分布。

所有宇宙线的月亮阴影的缺失事例分布由方程4.2表述:

$$f_1(\theta) = \sum_i^n A_{all,i} \exp \left( -\frac{4\ln 2 \times (\theta - M_{all,i})^2}{\sigma_{all,i}^2} \right) \quad (4.2)$$

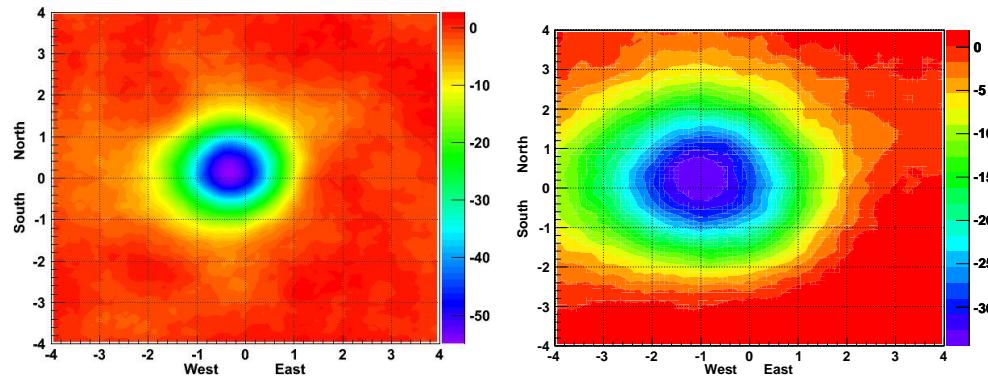


图 4.1: 月亮阴影的二维分布。左图显示:  $40 < nHit < 100$  结果, 右图显示:  $100 < nHit < 10^5$  的结果。

由质子形成的月亮阴影的分布也用四高斯叠加的函数描述:

$$f_2(\theta) = \sum_i^n A_{p,i} \exp\left(-\frac{4\ln 2 \times (\theta - M_{p,i})^2}{\sigma_{p,i}^2}\right) \quad (4.3)$$

其中  $\theta$  是在东西方向上距离月亮中心的角距离,  $A$ 、 $M$  和  $\sigma$  是对宇宙线和质子的月亮阴影分布分布函数的拟合参数。

而对于观测到的月亮阴影可以用下面的函数  $f_3(\theta)$  来描述:

$$f_3(\theta) = af_1(\theta) + bf_2(-\theta) \quad (4.4)$$

其中第一项代表观测宇宙线月亮阴影的缺失, 第二项代表反质子的月亮阴影的缺失。从我们的模拟中可知通过探测器触发的质子在两个能量段中占宇宙线的比例分别为  $70.9\% (100 < nHit < 5,0000)$ ,  $73.0\% (60 < nHit < 100)$ , 因此比例  $b/(0.70a)$ ,  $b/(0.73a)$  分别对应两个能量段的正反质子的比例。

通过方程 4.4 拟合观测月亮, 我们分别得到  $a$  和  $b$  的值如图 4.2.

其中对于能量段  $100 < nHit < 5,0000$ , 我们得到  $a = 1.00 \pm 0.03$ ,  $b = -0.028 \pm 0.040$ , 对于能量段  $60 < nHit < 100$ , 我们得到  $a = 1.00 \pm 0.04$ ,  $b = -0.056 \pm 0.050$ . (拟合的  $\chi^2/ndf \sim 1$ ).

我们发现得到的拟合值为负, 考虑真实地物理条件即所测得反质子的比例至少不能小于零, 为了计算反质子的比例的流强上限, 用 Feldman&Cousins 统计方法 [118] 去估算反质子比例的小信号 90% 流强上限分别为: 6%, 5%. 图 4.3 显示

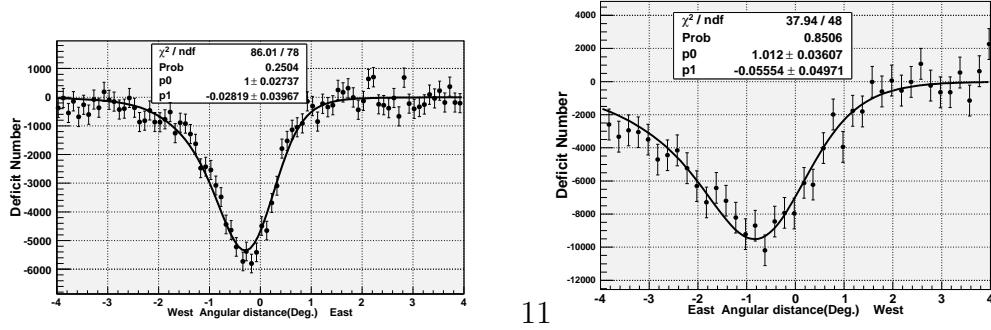


图 4.2: 正反质子比例拟合结果。

此结果和其他的实验结果,从图上可知目前的结果在TeV能区对正反质子比的模型给出了最强的限制。图上面的两条点线分别代表反星系的模型下不同的刚度 ( $\propto R^{-\delta}, \delta = 0.6, \delta = 0.7$ ) 传播参数的结果,下面的的点线代表代表暗物质模型的贡献,在低能区的实线代表基于太阳调制的传播模型计算出来了。

考虑到反质子的起源,加速和传播,实际中的反质子的能谱有可能与质子有一定的差别,所以上述分析结果可能会存在一定的误差,为了检查不同反质子能谱的影响,在我们的分析中我们给出5种不同反质子能谱的结果,表4.1显示给定不同反质子谱所测流强90%上限的结果。

表 4.1: 不同反质子能谱的结果

能谱指数	拟合a值(60-100)	拟合b值(60-100)	90%的流强上限	拟合a值(100-10 <sup>4</sup> )	拟合b值(100-10 <sup>4</sup> )	90%的流强上限
2.0	$1.00 \pm 0.03$	$-0.081 \pm 0.048$	3%	$1.00 \pm 0.02$	$-0.044 \pm 0.037$	4%
2.2	$1.00 \pm 0.03$	$-0.068 \pm 0.049$	4%	$1.00 \pm 0.02$	$-0.042 \pm 0.037$	4%
2.4	$1.00 \pm 0.03$	$-0.063 \pm 0.049$	4%	$1.00 \pm 0.02$	$-0.037 \pm 0.037$	4%
2.6	$1.00 \pm 0.04$	$-0.058 \pm 0.049$	5%	$1.00 \pm 0.02$	$-0.031 \pm 0.039$	5%
2.8	$1.00 \pm 0.04$	$-0.052 \pm 0.050$	5%	$1.00 \pm 0.02$	$-0.019 \pm 0.040$	7%
3.0	$1.00 \pm 0.04$	$-0.048 \pm 0.051$	6%	$1.00 \pm 0.02$	$-0.014 \pm 0.042$	7%

表4.1可知假定不同反质子谱,给出的90%流强上限的值变化不是很大,对于底能量段(nhit范围60 – 100),其值得变化范围从3%到6%,而对于高能段 (nHit范围100 – 10<sup>4</sup>) 其值变化范围为从4%到7%。

### 4.3 小结

利用自2006年7月ARGO-YBJ运行以来收集的三年的数据,我们得到到目前为止世界地面阵列最清晰的月亮阴影,利用不同的宇宙线月亮阴影偏转的方

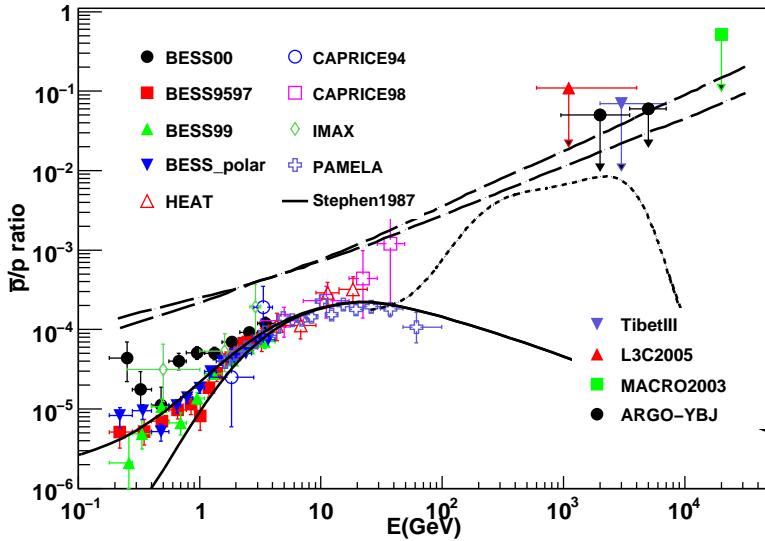


图 4.3: 不同实验正反质子比例结果。其中最上面的两条虚点画线代表反星系模型下不同传播参数的结果，上面的点线代表暗物质模型的贡献，最下面两条实线代表给予太阳调制的传播模型计算出来的结果。

向不同，获得了正反质子比例在能量分别为2TeV和5TeV 流强上限（假如反质子的能谱很软达到3.0时候）分别为6%和7%。当反质子的能谱与质子的能谱相同的时候其流强上限为别5%和6%如图4.3所示. 从其结果看我们对在TeV能区的正反质子比的测量获最好的结果，但是现在还没有能力剔出目前一些奇异的模型如反星系和重的暗物质模型等。



## 第五章 宇宙线能谱膝的研究

1958年莫斯科大学Kulikov&Khristiansen[9]在宇宙线大气簇射中发现宇宙线总粒子谱“膝”的结构：在几个PeV能谱变陡，能谱指数从 $2.7 \rightarrow 3.1$ 。到目前为止所有的实验都观测到“膝”的存在，无一例外。对“膝”区研究已经成为宇宙线领域重要的基本问题，它对研究宇宙线的起源、加速、传播等具有重要的意义。但是直到现在仍然没有对其成因达成一致的解释，“膝”区的成因已经成为宇宙线领域50年的老大难问题。

本章（1）回顾一下宇宙线能谱和成份的测量结果。（2）简要介绍一下目前对膝区的理论对解释。（3）用双幂率的经验公式去描述宇宙线成份谱和总谱。（4）用宇宙线和源区的背景光相互作用产生正负电子对来解释宇宙线的膝。

### 5.1 宇宙线的能谱

对原初宇宙线能谱和化学成份测量有直接测量和间接测量两种。直接测量主要是利用高空气球、火箭、卫星、航天飞机和空间站等航天器搭载的各种探测仪器对原初宇宙线的能谱和化学成份进行测量；间接测量主要是利用EAS阵列、大气切伦可夫望远镜、大气荧光探测器、射电望远镜等，对原初宇宙线粒子进入大气层后与大气原子核发生相互作用产生的EAS的观测，然后通过与模拟数据的比对来确定原初宇宙线的能谱和化学成份，表5.1是对几个宇宙线测量实验的简单摘要。

由于直接测量实验受到探测器载荷与照射时间的限制，对原初宇宙线的能谱与化学成份的测量一直限于 $10^{14} eV$ 以下的“膝”前区。为了确定“膝”区原初宇宙线能谱和化学成份，一方面对原初宇宙线尽可能高的能区进行直接测量，使直接测量的能区达到或接近“膝”区；另一方面，降低间接测量的阈能，使间接测量的能区和直接测量的能区重叠，并且要进一步解决利用空气簇射对原初宇宙线间接测量中的能量刻度、对原初能量的确定以及对原初成份的分辨等问题。利用原初宇宙线在高能区进行粒子的强相互作用特性等方面的研究时，都必须对原初粒子进入大气层以后的EAS进行MonteCarlo模拟。在对EAS模拟时，遇到最大的困难就是所谓的二义性的问题，即采用不同的强相互作用模型与不同

的原初宇宙线能谱和化学成份假设，有可能得出不一致的结果。因此要求我们对原初宇宙线的直接测量和间接测量的能谱和化学组分仔细研究，以减少我们分析中的不确定因素。

最近十多年来，许多家实验对宇宙线的能谱做更加精细的研究，比如直接测量的气球实验增加了飞行时间，探测仪器也更加先进。间接测量的实验则采用了多种探测手段联合运行，比如研究 $N_e - N_\mu$  的关联，研究簇射Cherenkov光最大值的平均高度，研究高山上高能宇宙线和乳胶室反映产生高能 $\gamma$ 等。总之膝区和膝前区能谱的结果比10多年前有极大的提高。下面简单介绍一下宇宙线的直接探测和间接探测。

表 5.1: 实验数据摘要

类型	测量技术	能量范围	实验和敏感成份
直接测量	量能器	30GeV-50GeV	ATIC(所有粒子), CREAM (所有粒子), TRACER (O-Fe)
直接测量	乳胶室	10-500TeV	JACEE, RUNJOB (所有粒子)
间接测量	强子量能器	500GeV-1PeV	KASCADE, EAS-TOP (P)
间接测量	$\mu$ 子探测器	100GeV-1PeV	L3+C (主要P和He)
间接测量	Cherenkov 探测器	15-150TeV	Hess (Fe)
间接测量	Cherenkov +TeV $\mu$	50-300TeV	EAS-TOP/MACRO (P, He, CNO)
间接测量	$N_e - N_\mu$ 探测器	100TeV-10PeV	GRAPES, KASCADE, EAS-TOP (所有粒子)
间接测量	BURST探测器	5TeV-1000TeV	Tibet AS $_{\gamma}$

### 5.1.1 直接测量和间接测量

对膝前区原初宇宙线能谱和成份的直接测量中，能给出较大统计量的实验主要是高空气球搭载的探测器的实验。其中规模较大，持续时间较长的实验有：JACEE, RUNJOB, ATIC, CREAM等，他们的实验结果对原初宇宙线能谱和化学成份确定有重要的影响。下面对这几个实验以及结果做简单介绍。

JACEE实验[22]利用高空气球搭载的核乳胶室进行原初宇宙线的测量，高空气球在澳大利亚和南美上空共飞行了15次，其实验装置示意图：上层为探测原初粒子的核乳胶片，中层为靶，下层为铅板与X光胶片交叉叠放的量能器。利用12次飞的 $644\text{m}^2\cdot\text{hrs}$ 总累积曝光量，其中两次在南极飞行达200小时，观测到了656个原初能量在6TeV以上的质子和414个原初能量在 2 TeV/nucleon 氦核事例。对这些数据处理后，得到能量从20TeV~800TeV范围的质子谱和氦谱。

RUNJOB实验组1995年—1999年[25]利用搭载的乳胶室气球进行11次观测原初宇宙线的气球飞行（其中第七次失败），总曝光时间 $574\text{m}^2\cdot\text{hrs}$ 。气球平均

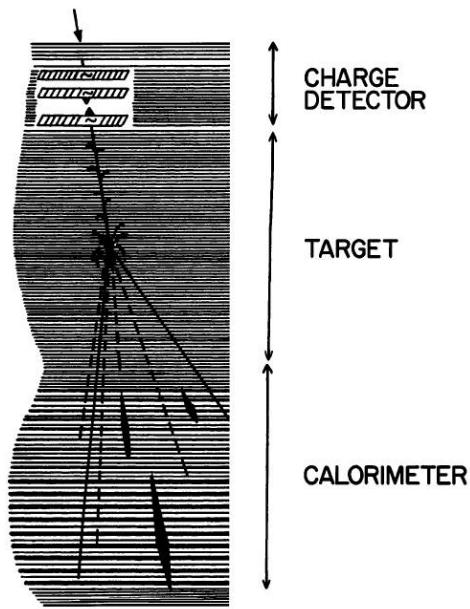


图 5.1: JACEE装置示意图。

飞行高度32km, 实验装置如图5.3右所示: 最上层为光敏介质, 用于分辨原初粒子, 其下为产生相互作用的靶, 中间是使次级粒子分离的空间, 最后是有铅和光敏介质组成的测量电磁簇射的量能器。由于公开发表的文章中没有详细说明收集的原初宇宙线的数据, 文献[23]则估计了该实验从10次的实验中观测到了 $\sim 270$ 个原初能量在10 TeV以上的质子和 $\sim 70$ 个原初能量在5 TeV/nucleon氦核事例, 详细地估计可以参考[23, 24]. 对这些数据分析处理后, 得到质子谱和氦谱如图5.2所示。

ATIC实验组[26]从2000年到2008年共进行4次飞行, 其中第三次飞行由于在起飞时气球损坏而失败, 总的飞行时间大约50天。实验装置如图5.3做所示: 最上层是硅探测器, 用来探测入射粒子的电荷, 中间是三层嵌在碳靶闪烁体辐射记数器, 用来记录粒子的径迹, 最下层是BGO晶体量能器, 用来测量粒子的能量。利用ATIC第二次飞行的数据(第一次测试飞行, 第三次失败, 第四次到目前为止未有式结果)分析得到原初宇宙线的能谱。

CREAM实验[27, 28]从2004年开始已经成功地进行了四次飞行。飞行高度在海拔 $\sim 39\text{ km}$ 左右, 平均大气深度 $3.9\text{ g/cm}^2$ . 积累了119天的曝光时间。实验装置示意图如5.4: 从下到上分别由时间电荷探测器 (TCD), 由闪烁体和光电倍增管

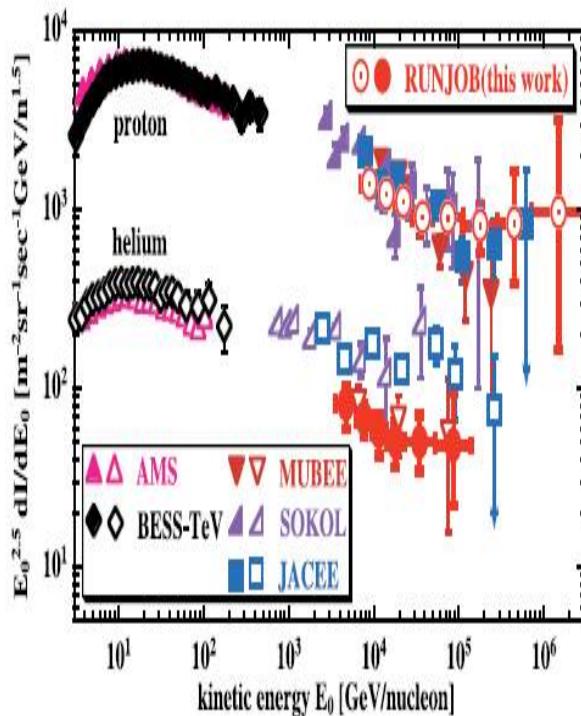


图 5.2: JACEE 和 RUNJOB 的质子和氦的能谱。

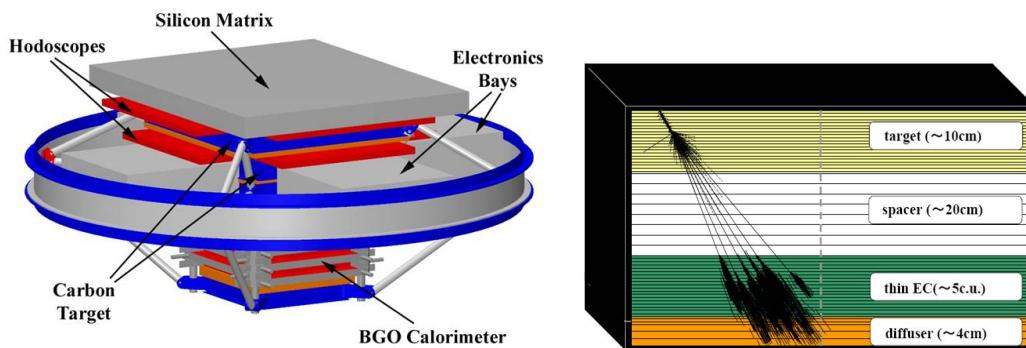


图 5.3: RUJOB 和 ATIC 装置示意图。

组成), 穿越辐射探测器 (TRD, 512 个正比记数管: 95% 的氩气和 5% 甲烷) Cherenkov 探测器 (CD, 比较厚的塑料组成, 用来屏蔽低能背景离子), 硅

电荷探测器 (SCD, 由两层156块硅传感器组成), 取样量能器 (CAL, 由钨或者闪烁体光纤组成)。

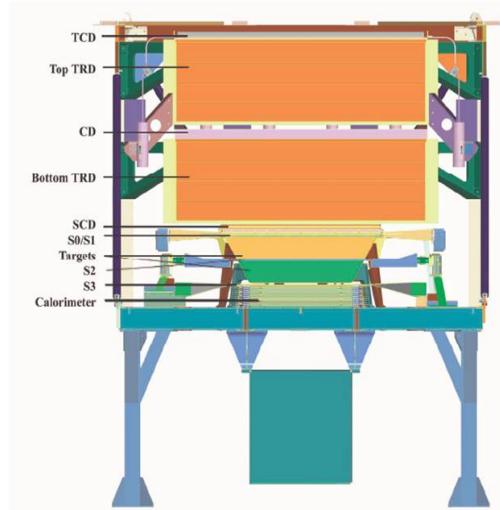


图 5.4: CREAM装置示意图。

下面对直接测量结果作简要的总结: 对于质子谱来说, 在膝前区几组气球实验给出的微分能谱的结果是一致, 到 $\sim 10^{15} eV$ 没有看到拐折现象。

但是对于氦的能谱来说, RUNJOB所测的氦谱流强大约是JACEE结果的1/2。

其它气球实验所得氦谱最新的结果:ATIC[26], CREAM[27]和JACEE结果非常好的一致, 与RUNJOB结果不一致。这些新的结果(ATCI, CREAM) 也和间接实验: 用FLUKA 模拟解释L3+C实验测量, EAS-TOP/MACRO联合实验测量, GRAPES实验测量, KASKADE实验测量相一致。最近Kopenkin和Sinzi ([24], 其中Kopenkin是RUNJOB合作组成员) 详细分析了RUNJOB实验结果, 并指出其测量比较大的问题: (1)对质子来说, 在低能量段 (8-20TeV), 实验数据比模拟计算结果显著的低, 而He显示更大的差别; (2)从公开发表的文章中能注意到处理氦谱的时候有很明显的事例选择, 但是文章中并没有描述。(3) RUNJOB实验在分辨质子和氦的径迹时着很强的背景污染, 不能有效地区分质子和氦。

对于宇宙线的间接测量, 许多EAS阵列对宇宙线的能谱和成份进行了测量, 几乎所有的测量能谱结果都存在拐折现象, 但是各家实验测得拐折的位置, 以及流强大小仍然有差别, 下面我将简要介绍地面阵列有代表性的实验能谱测量

的结果。

AS $\gamma$ 实验位于西藏羊八井（东经90.5°,北纬30.1°）,海拔4300米,相应的大气深度606g/cm<sup>2</sup>,是膝区宇宙线大气簇射发展到平均极大处,是研究膝区的最佳高度。AS $\gamma$ 实验由表面探测器(533个闪烁体探测器组成),和80m<sup>2</sup>burst探测器(由铅、乳胶室、闪烁体多个夹层结构)构成。铅乳胶室记录触发后高能“簇”事例芯的精细结构,用来测量触发粒子的能量,位置和能量大于1 TeV簇射粒子的方向。burst探测器信息用于高能“簇”事例和表面探测器触发事例的符合,测量簇射事例的大小N<sub>e</sub>和簇射事例的芯位位置。利用乳胶室、burst探测器记录信息和表面阵列的记录的信息,结合神经网络的方法实现了原初粒子的分辨。图显示AS $\gamma$ 实验所测能谱结果[30]

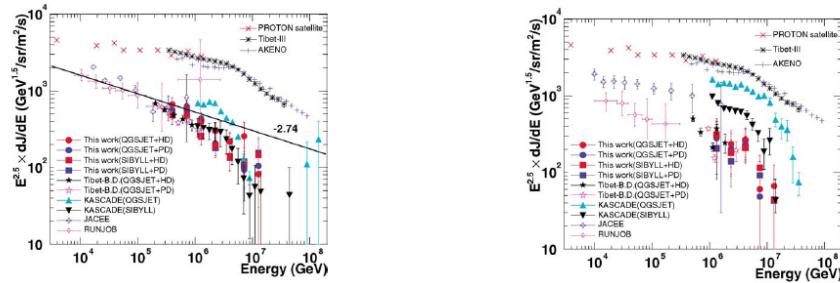


图 5.5: 氦的光致裂解产生质子在质子普的堆积。

KAKADE实验位于德国Forschungszentrum Karlsruhe(东经8°,北纬°)海拔110m,该实验主要由表面探测器,中心探测器, $\mu$ 子径迹探测器。可以认为是目前最好的多参数测量阵列之一,稍有不足的地方是海拔比较低,EAS涨落比较大。目前KAKADE主要用闪烁体阵列所记录的电子和 $\mu$ 子( $E_\mu > 230 MeV$ )二维信息来分析能谱[32]。由于不同原初宇宙线(例如质子、铁、 $\gamma$ )产生电子和 $\mu$ 子数目关联不同如图5.7,可以用此信息来分辨原初粒子。从图5.7,产生的数目的关联依赖于不同强相互作用模型的假设。为了研究强相互作用模型对结果的影响。KAKADE用不同相互作用模型分析同样的数据得到结果如图

GRAPES-3实验[34]是位于印度Ooty(海拔2200m,11.4°N,76.7°E)),该实验主要由256个闪烁体探测器测量电子成份(探测器之间的间隔是8米)和560m<sup>2</sup>的 $\mu$ 子

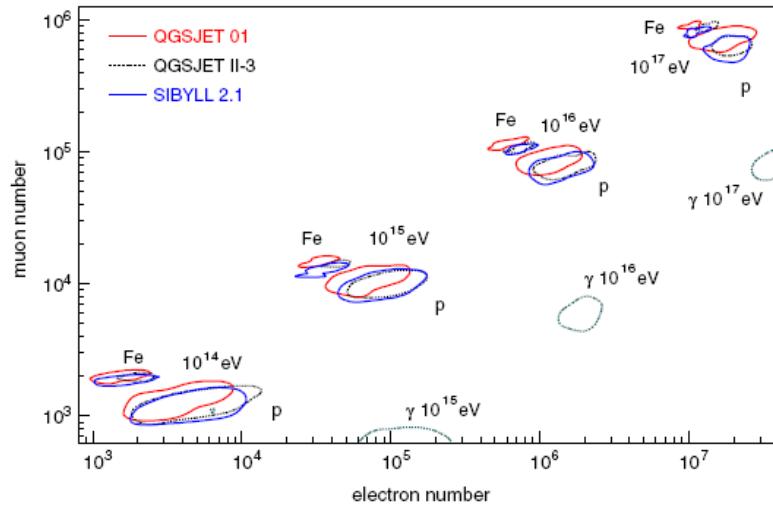


图 5.6: 不同原初成份在不同能量的垂直入射大气簇射产生次级粒子中的电子和 $\mu$ 成份的关联

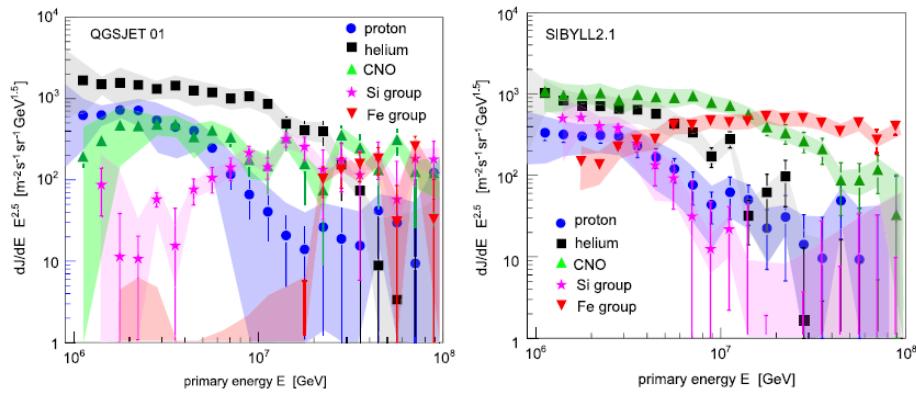


图 5.7: KASKADE 能谱结果。

望远镜用来测量 $\mu$ 子进而获得大气簇射的 $\mu$ 多重数分布。利用其在578天的活时间内收集到的 $6 \times 10^8$ 个阵列触发事例，结合 $\mu$ 子望远镜测得的信息，得到宇宙线的不同成份的能谱如图5.8所示。

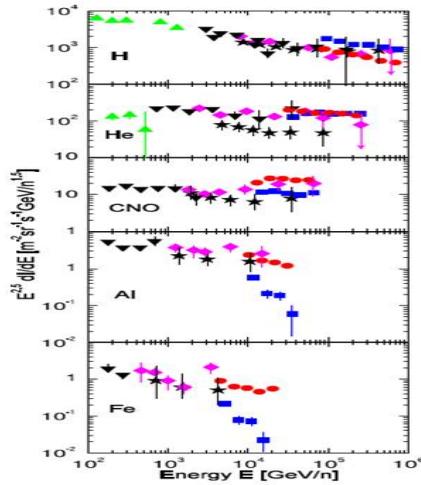


图 5.8: GRAPES 能谱结果。

EAS-TOP/MACRO联合实验如图5.9在意大利大萨索国家实验室。EAS-TOP阵列海拔2500m,是多成份测量探测器:电磁成份,  $\mu$ 子, 强子和大气Cherenkov光成份。MACRO实验是地下实验(和山顶垂直距离1400m, 和EAS-TOP的夹角 $35^\circ$ )主要目的是测量具有高穿透性的入射粒子。它对 $\mu$ 子的阈能是 $E_\mu \approx 1.3\text{TeV}$ 。由于两个阵列的特殊位置,因此可以对高能宇宙线的多成份进行同时探测。在1998年-2000年两实验在晴朗的无月夜已经符合运行了208个小时,利用JACEE和RUNJOB的外推能谱,模拟得到光子数密度(如图5.9右所示),结果显示支持JACEE的结果。所给的各个成份的能谱也和JACEE结果延伸下来一致,详细介绍可参考[35].

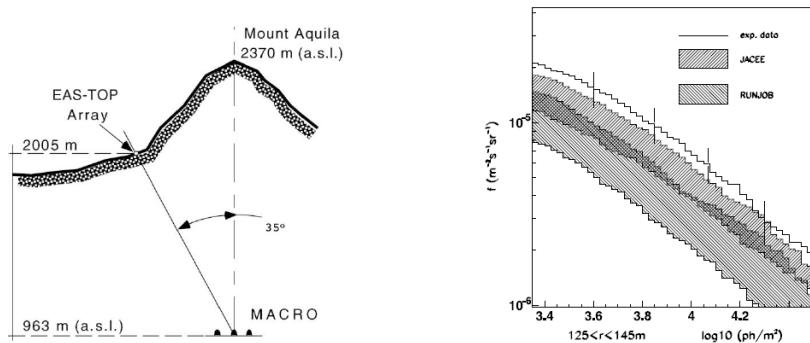


图 5.9: EAS-TOP/MACRO 联合实验示意图和联合测量结果。

综合直接实验和间接实验最近的结果可知: (1) JACEE 和 RUNJOB 实验结果对于质子来说在统计误差范围内基本是一致, 但是对于氦及其重核, JACEE 所测得流强比 RUNJOB 的结果大一倍左右。综合新的实验 ATIC 和 CREAM 等直接测量结果, 与 JACEE 结果一致, 与 RUNJOB 结果矛盾。另外 L3+C 的实验  $\mu$  子, EASTOP/MACRO, GRAPES, KASKADE 等间接测量结果与 JACEE 测量一致, 与 RUNJOB 结果矛盾。(2) 在膝区位置, 地面阵列几乎都测到质子、氦能量的拐折, 但是由于实验的系统误差, 所测能量拐折点不一致。(3) 在膝区位置, 各家实验所测得流强差别很大, 不能确定是轻核为主还是重核为主。(4) 强相互作用模型, 对大气簇射实验的能谱测量影响比较大。

对于宇宙线的全粒子谱膝的测量, 许多实验已经报道了他们的结果, 考虑到它们 20% 的能量测量不确定性, 这些能谱的总特性都能很好一致, 即都有膝的结构存在。此外, 最近几年来在精确性的提高上又取得了大的进步, 例如 AS $\gamma$ [?] 经过长时间的运行, 利用从 2000 年 11 月到 2004 年 10 月的数据, 有效时间 805 天, 对膝区  $10^{14} - 10^{17}$  eV 进行了高统计量 ( $5.5 \times 10^7$ ) 和低系统误差 (20% 成份模型依赖, 10% 相互作用模型依赖) 测量, 报道了被认为是具有最宽能量范围, 即能够连接低能区 (气球实验) 和高能区 (第二个膝), 具有最高统计量, 具有最好系统误差控制的测量结果。该结果清晰地表明在 4PeV 处, 宇宙线能谱存在一个尖锐的膝[31]。同时 KASKADE [33], ARAGATS-GAMMA [36], Yakutsk [37], 和 MAKET-ANI [38] 也给出相似的结果。在考察各个实验的尖锐的膝之外, Erlykin 和 Wolfendale [39] 仔细分析了各个实验的全粒子谱 (如图 5.10)。

为了避免每组实验绝对能标的不确定性对联合研究膝区能谱的精细结构所产生的影响, Erlykin 和 Wolfendale 利用在膝区平滑过渡的双幂率函数 (方程 5.1 所示) 拟合数据,

$$I(E) = AE^{-\gamma}(1 + (\frac{E}{E^k})^\delta)^{-\frac{\Delta\gamma}{\delta}} \quad (5.1)$$

其中  $\gamma$  是膝区能量以下能谱指数,  $\Delta\gamma$  是膝区能量以上的能谱改变量,  $E^k$  是膝区的能量拐点,  $\delta$  是在膝区过渡阶段的描述尖锐程度的量。以各自的“膝”的位置作为能量的标准, 重新画出无标度, 无量纲的能谱来, 以此消除不同实验能量绝对标度的误差效应。因此我们可以联合 6 家实验来研究能谱的形状和全粒子谱的精细结构。图 5.11 上图显示的是 6 组由数据点与相应的能谱拟合函数比较后得到的偏差随能量 (以各自“膝”的位置为能量单位) 的分布。下图显示其六组实验和拟合函数偏差的平均。图 5.11 清晰的显示能谱结构的不规则性。假如  $E/E^k \approx 0$

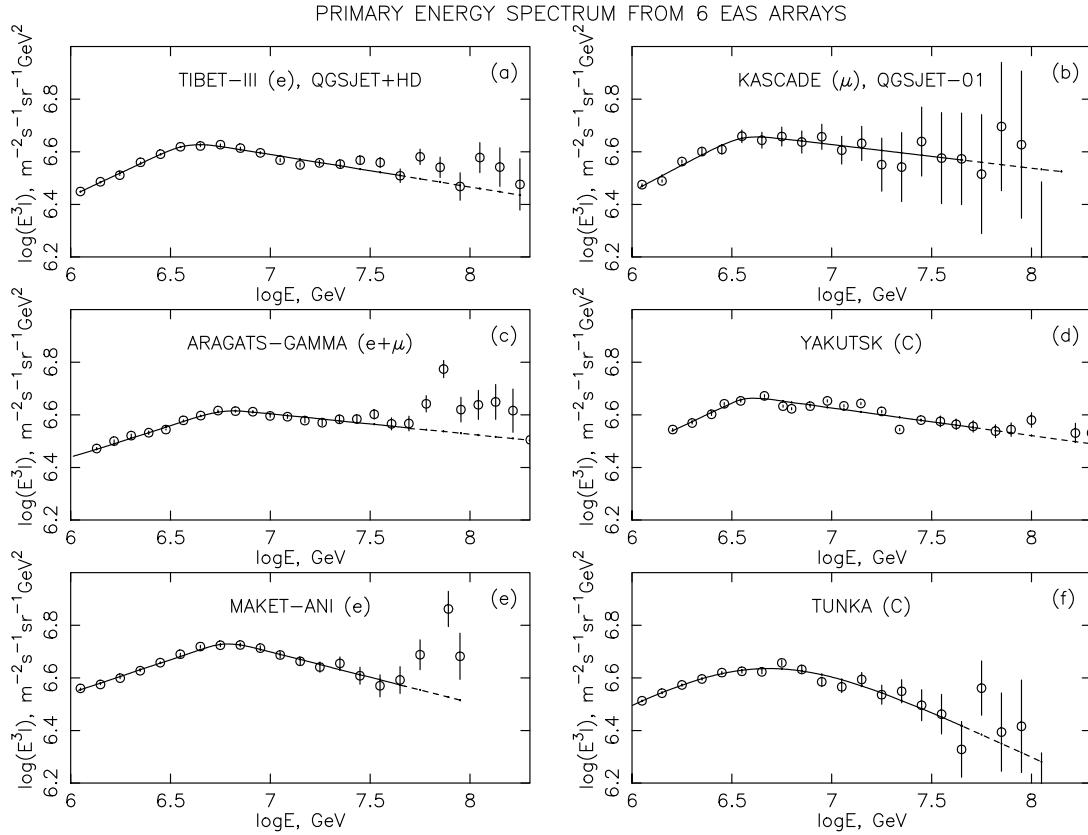


图 5.10: 6家实验的全粒子能谱。

对应是氦的拐点，那么相应的 $E/E^k \sim 0.5$ 、 $E/E^k \sim 1.2$  分别对应CNO成份和铁成份的能量拐点。

对于表征膝区质量谱，比较常用的是平均对数质量 $\langle \ln A \rangle = \sum_i r_i \ln A_i$ , 其中 $r_i$ 是质量数为A的核的相对比例。从实验的角度来看，平均对数质量一般从两种方法得到 (1) 利用地面阵列记录的 $N_e$ 和 $N_\mu$ 的比例 $\langle \ln A \rangle \propto \log_{10} N_e / N_\mu$  (2) 利用观测EAS的平均最大深度 $X_{max}^A = X_{max}^p - X_R \ln A$ . 图5.12显示不同实验得到的EAS最大值的平均大气深度，并且和质子、铁核在不同强相互作用模型下预期的结果相对比。结果显示不同模型预期值 $X_{max}$ 有显著的差别。在能量比较低 ( $E < 4 \times 10^6 \text{GeV}$ ) 的时候, 实验数据显示 $X_{max}$ 随着能量变化较快，暗含平均质量成份逐渐变轻。在能量 $E > 4 \times 10^6 \text{GeV}$ 直到 $E > 4 \times 10^7 \text{GeV}$ , 测量值靠近铁线，显示在这个能量范围里平均质量是增加的。在能量 $E > 4 \times 10^7 \text{GeV}$ , 实验测量值显示 $X_{max}$ 随着能量以近似常数的斜率上升，远离不同模型模拟Fe的结

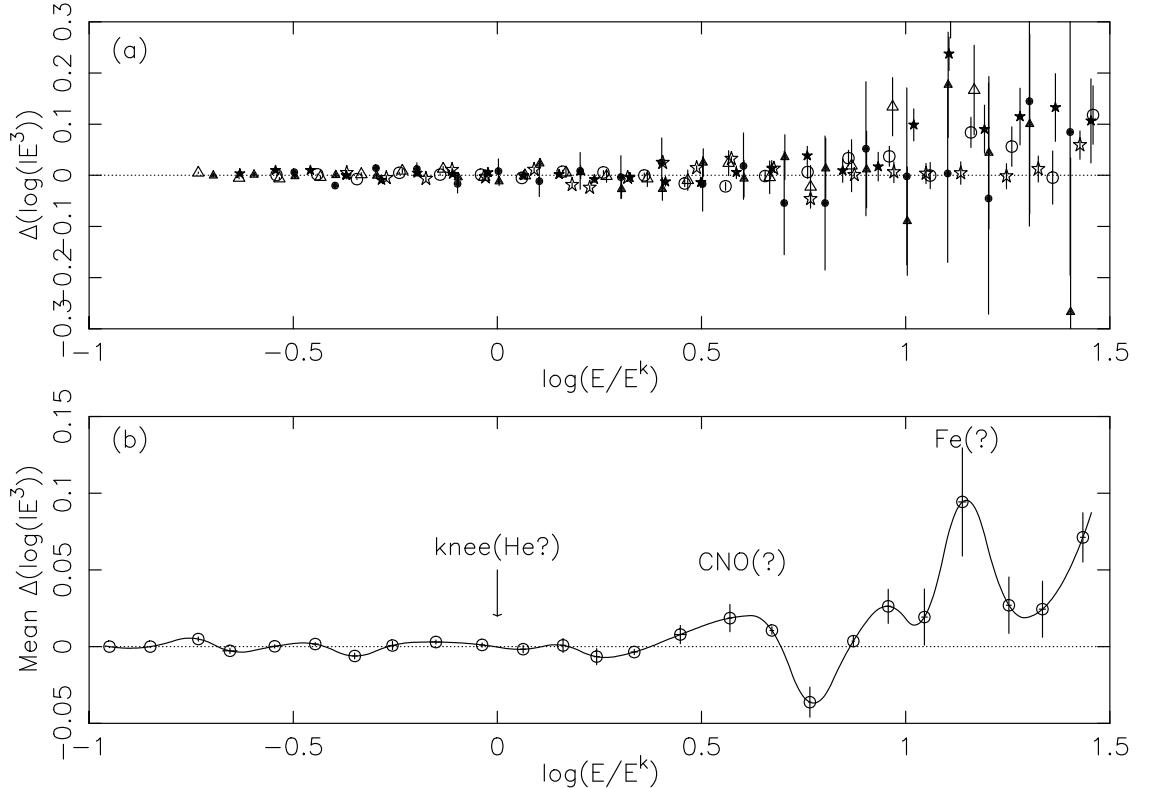


图 5.11: 宇宙线能谱的精细结构。

果,但并不和不同模型模拟质子的结果靠近。

当由模拟知道 $X_R$ 后, $\langle \ln A \rangle$ 可以由下式(参考文献[12])计算得到

$$\langle \ln A \rangle = (X_{max}^{mean} - X_{max}^P) / (X_{max}^P - X_{max}^{Fe}) \cdot \ln A_{Fe} \quad (5.2)$$

图2.12左显示在假设强相互作用模型QGSJET01的情况下,通过测量簇射最大处的平均大气深度得到的宇宙线的平均对数质量。图5.13右显示在假设相互作用模型QGSJET01的情况下,由地面阵列测的电子、 $\mu$ 子、强子分析出来的结果,其结果显示随着能量的增加,平均对数质量增加,比图5.13右结果增加的快。因此综合来看我们能知道在膝区,宇宙线的平均对数质量是增加的。但是不能确定是轻核为主还是重核为主,对成份的确定仍旧有很大的不确定性。

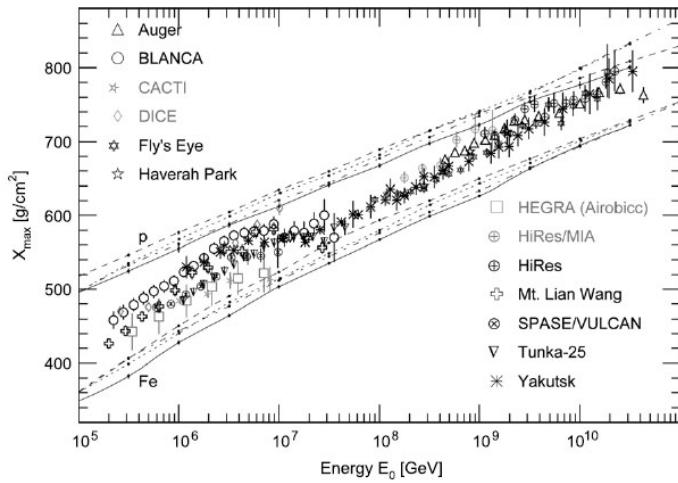


图 5.12: 簇射平均最大值大气深度。数据点上方和下方的线分别代表P和Fe模拟结果。QGSJET 01(—), QGSJET II-3(- - -), SIBYLL 2.1(· · ·), EPOS 1.6(- · -)

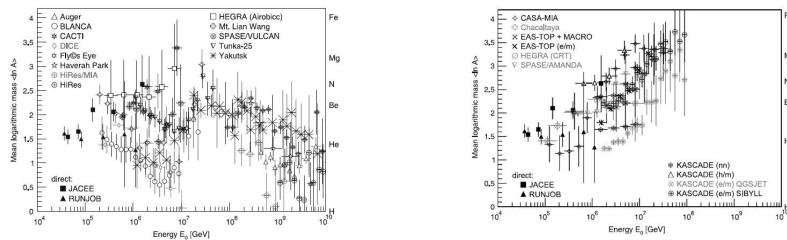


图 5.13: 不同实验测量的宇宙线平均对数质量。

## 5.2 宇宙线“膝”区理论解释

自从宇宙线的“膝”发现以来，理论工作者提出了许多种互不相同的模型和图像，试图解释宇宙线“膝”的特性，现在主流的看法是宇宙线不同成份被银河系加速源加速到 $E_{max}$ 限制以及宇宙线在银河系内的扩散传播时高能宇宙线不能被银河系限制，导致膝的出现，但是还存在其它诸如宇宙线和背景光相互作用、在膝区出现新物理的模型等，然而 50 多年过去了，成因尚未获得一致的、确定的解释，至今仍是宇宙线物理中重要的研究课题之一，成为了 50 年来的一大难题。下面我简要的介绍一下。

1) 源于加速源。“膝”成因的主流看法之一是银河系的高能宇宙线加速源（例如超新星遗迹、中子星等）存在加速能量的限制，造就了膝的存在。宇宙线在某

一个高能天体加速源被加速所能达到的最高能量原则上由加速区的尺度L, 加速区的磁场强度B, 及粒子的电荷Z决定。

在星系介质场中典型的II-型超新星爆发产生的激波加速粒子到最大能量 $E_{max} \approx Z \times 10^{14} eV$ [14]。近几年来有许多类似工作讨论过此问题[40, 41, 89, 43, 44]，他们不同之处在于超新星的特性有一定差别：磁场强度，爆发的能量，周围的环境等等。比较早的模型[89]，最大的能量限制能达到0.1PeV，考虑到新的超新星爆发的观测结果，Sveshnikova等人[44]提出超新星加速能量限制能在1 PeV以上。

还有其他的加速机制例如 $\gamma$ 爆中粒子加速的“cannon ball”模型[45, 46, 47]。也被看成是膝区形成的原因，但是他们解释膝的形成机制稍有不同。Plaga[45]利用 $\gamma$ 爆中形成的“cannon ball”中Fermi加速，由于模型预期的质量谱与测量结果不一致(图5.14b所示)，此模型所示被排除。Dar[47]利用在“cannon ball”模型中源位置加速能产生能量截断的谱来解释膝，由于 $\gamma$ 爆的极速相对论喷流，单成份的截断点和他们的质量数成正比，其模型预测与观测数据是符合。Wick等人[46]提议 $\gamma$ 爆作为超新星爆炸的特殊情况，加速的最大能量可以从0.1 PeV到 $10^{20}$  eV，加速到如此的能量，必须考虑宇宙线的传播效应。

2) 源于传播。此种机制认为银河系加速源可能加速到更高的能量，但银河系对粒子的保持只能达到 $Z \times 10^{15} eV$ ，较高能的粒子将以较大的几率逃逸到银河系外。用传播模型来描述宇宙线的膝现在已经发展许多方法[48, 49, 50, 51, 52, 53]。其中比较简单常用的Swordy等[48]漏箱传播模型，考虑到宇宙线在银河系磁场中的扩散Lagutin等[49]发展了随机扩散模型。但是这两个模型产生的截断显著的比数据弱[54]。对于其他扩散模型[50, 51, 52, 53]，他们的主要不同就是考虑的传播过程中环境假设不同，像磁场的结构，宇宙线的扩散和漂移等。不同模型的结果显示不同成份的截断稍微强度不同，进而平均的对数质量也有些差别。另外Volk[55]提出，在传播过程中粒子可以被星系形成的星风的激波面加速。

综合加速机制和传播机制模型来解释膝区的能谱可知，其成份谱的截断点后面的流强普遍比数据要高。

3) 源于相互作用。此种机制是利用高能宇宙线和背景粒子比如大质量的中微子[56, 58]，或者强光子场下的光致裂解[57]。由于光致裂解反应产生大量的质子，结果造成宇宙线轻成份的堆积，然而实验并没有观察到此现

象，另外由[56, 58]提出的大质量中微子模型看来也被新的实验结果（WMAP和2dFGRS）排除了。最近我们提出了一种新的模型利用PeV以上宇宙线和背景光子相互作用产生正负电子对，可以很好的解释尖锐的膝和膝的不规则结构，另外还能解释正负电子超出和Hillas模型提出的“B成份”问题。第三节我将详细的介绍。

4) 源于新的未知物理。此种机制是高能强子作用中出现了新物理或产生了新粒子。也就是说超过某个阈能开放了某个新的反应道，或者产生了新的粒子，带走了一部分在AS实验中不能被测到的能量，或使得AS的能量耗散加快，形成能谱变陡。比如作为传递子的超对称粒子、重力子[59]，和产生特别高能的 $\mu$ 子[60]。对于后者[60]的提议看起来已经被Baikal实验[61]所设置的在能量 $> 10^5 \text{ GeV}$ 的 $\mu$ 子的流强上限所排除。

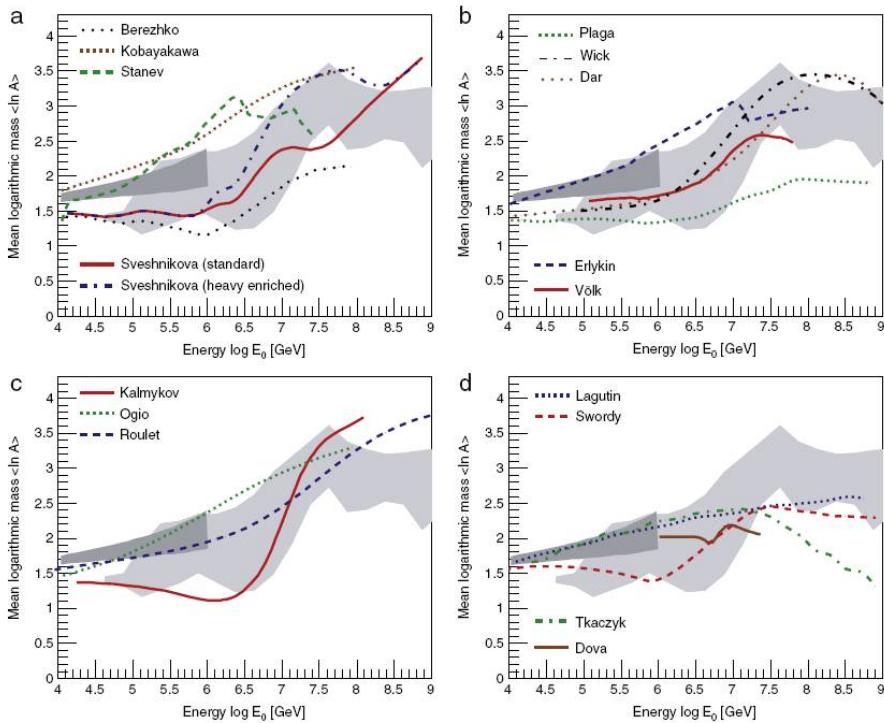


图 5.14: 不同模型的平均对数质量和数据对比。

另外还有其他的模型也能很好的解释膝区的能谱，例如Erlykin和Wolfendale[62, 39] 提议太阳系附近超新星遗迹(SNR) 单加速源模型，认为太阳系处于附近

的某个(或某几个)正在膨胀的SNR的壳内,这个SNR加速的宇宙线迭加在原来的宇宙线幂谱上,形成“膝”的结构。假如如此,能谱的结构也应该反映主要成分(He, CNO, Fe)的微小的精细结构,Erlykin和Wolfendale[39]的分析联合6家实验也确实发现了微小的结构。

Hillas[63]为了统一解释宇宙线的总能谱(包括膝区前,膝区,和膝区后)构造了一个模型去解释膝。膝区用激波加速模型能解释,高能部分的能谱由于高能宇宙线粒子与微波背景和星光相互作用能量损失来解释。Hillas发现计算得到的能谱不能很好的解释观测的能谱,如图5.15所示标有“Q”虚线。Hillas提出用一个额外的成分来解释观测的能谱图5.15标有“\*”能量后的B线,这就是所谓的“B”成分问题。

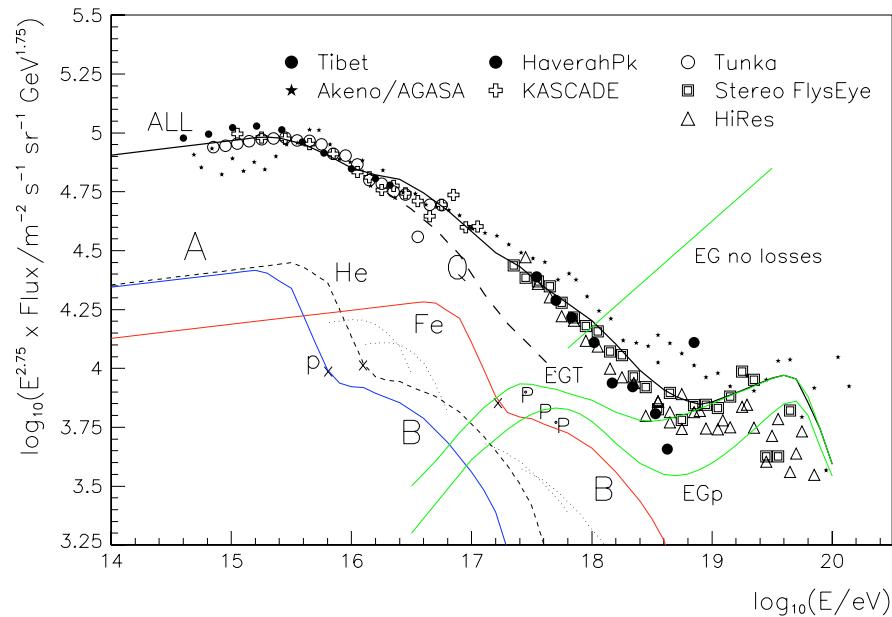


图 5.15: 宇宙线全粒子微分能谱。

### 5.3 双幂率拟合解释

2009年Shibata[64]把尖锐的宇宙线的谱看作两种成分的叠加:(1)在膝区附近以改变 $\Delta\gamma \sim 0.4$ 谱指数平滑的过度的谱线描述总的结构。(2)第二种成分

是在能量 $\sim 4\text{PeV}$ 比较尖锐的膝结构，存在一个额外的能谱指数为-2比较硬的成份，这可解释为由于附近存在一个（或者几个）加速源。

具体的做法：

(1) 通过刚度依赖指数截断的函数( )去拟合每种宇宙线成分的直接测量和间接测量的结果。

$$I = AE^{-\gamma}(1 + E/E_k)^{-\Delta\gamma}h(E) \quad (5.3)$$

其中 $E_k$ 是截断能量点， $\gamma$ 和 $\gamma + \Delta\gamma$ 分别代表能量截断点前后的能谱指数，其中 $h(E)$ 是描述能谱低能部分的经验公式 $h(E) = 1 - \exp[-(E/a)^{1.3}]$ 。

(2) 把拟合的各个成分的谱加起来得到拟合总谱，总谱在膝区前和膝区后都和实验测量的总谱符合的很好。

(3) 把实验结果（流强调整8%左右）和拟合的结果相减，在 $4\text{PeV}$ 附近得到一个能谱指数为-2指数截断的一个比较尖锐的谱。

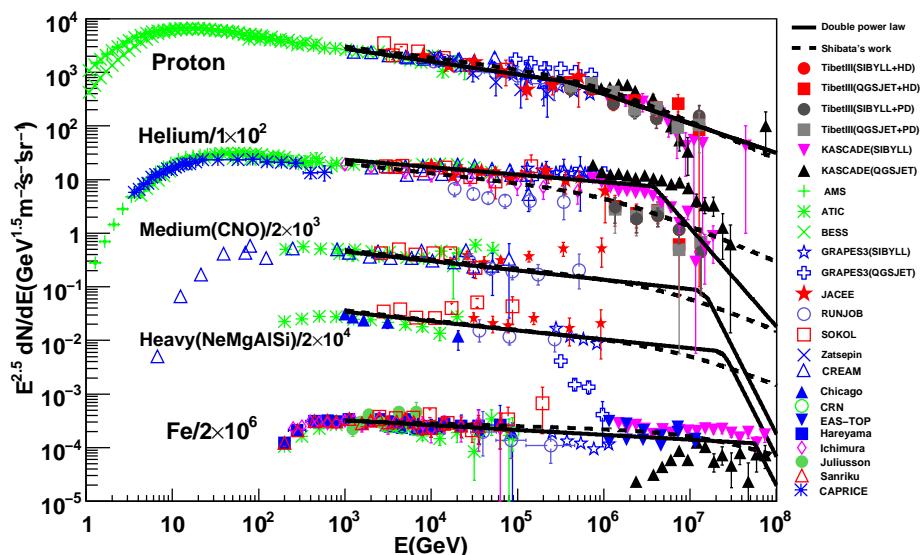


图 5.16: 不同实验测得宇宙线不同成分的谱和双幂率公式拟合曲线。

对于这个结果我们仔细分析其过程，有不同看法，首先，选择拟合各个成分的能谱的函数，其次，在对待氦谱的选择上，其主要基于RUNJOB和Tibet AS $\gamma$ 测得比较低流强。所以造成需要额外的第二种成分来解释全粒子能谱。我

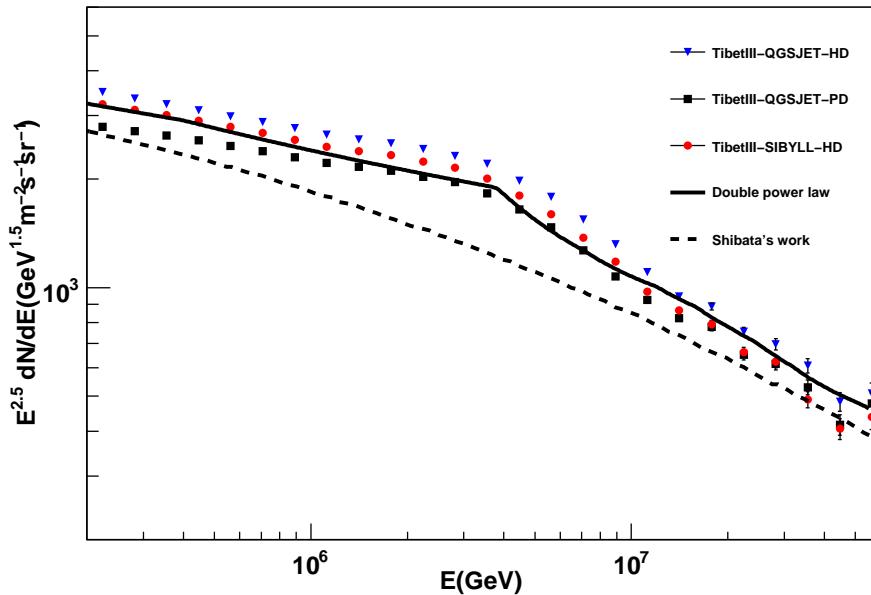


图 5.17: Tibet-III实验测得全粒子谱和不同模型假设曲线

们提出双幂率的经验公式去描述每个成分的能谱。首先选择了比较尖锐的双幂率函数(方程5.1,其中 $\delta=100$ ,基本上可以认为方程5.1 是双幂率函数)去描述各个成分的能谱. 其次, 对于各个成分的描述, 为了选择的合理的拟合实验点, 我们详细分析了直接测量和间接测量的数据 (详见2.1节), 对于质子谱, 由于各家实验的结果差别不是很好, 我们从Tibet AS <sub>$\gamma$</sub> [30]去分析得到, 其能谱指数、在能量1TeV流强和能量拐点为:  $\gamma_p = 2.74, 8.7 \times 10^{-2}$  和0.4PeV。对于比较有争议的膝区附近的氦的测量, 我们发现RUNJOB可能存在一个问题, 所以选择结果比较一致的JACEE[22], ATIC-2[26], CREAM[27], KASKADE[32], GRAPES-3[34]的实验结果区描述氦核的能谱, 能谱指数、能量为1TeV流强分别和能量拐点为:  $\gamma_p = 2.64, 7.5 \times 10^{-2}$  和3.8PeV。对于其他成分在截断点前能谱指数和流强的选择, 采用文献[65]的结果。其能谱的截断位置假设和其核子的质量成正比 ( $A \times E_k$ )。最后把所有的各个分谱的结果加起来, 就得到总粒子谱。

图5.16,5.17实线显示拟合成分和由拟合分谱得到的总粒子谱的结果, 为了对比, 虚线显示Shibata[64]工作的结果。其数据点分别为:Tibet AS <sub>$\gamma$</sub> [30, 31], KASKADE[32, 33], AMS[66, 67], ATIC-2[26], BESS[68], GRAPES-3[34], JACEE[22], RUNJOB[25], SOKOL[69], Zatsepin[70], CREAM[27, 28], Chicago[71],

EASTOP[72], Haeyama[73], Ichimura[74], Juliussone[75], Sanriku[76], CAPPICE[77]. 对比实线和虚线，我们能看到，这两种拟合的主要差别在于对于氦谱的不同的处理，对于我们的结果显示膝区主要是由氦核造成的也就是说膝区以轻成分为主。

基于现在的成分谱的测量，无法判断哪一种拟合更准确，这种状况进一步说明了膝区成分谱的需要更准确测量结果。

## 5.4 宇宙线和背景光相互作用解释

最近以来几个实验(ATIC[79], FERMI[82], PAMELA[78], HESS[80, 81])在几百GeV发现了正负电子的超出，Serpico[83]提出正电子比例的增大可能表明 $e^+e^-$ 电子产生于原初的源。联系到膝区的特点，我们提出了高能宇宙线和背景光相互作用模型来解释正负电子对的超出和作宇宙线能谱的膝结构。能量( $\sim eV$ )的辐射场和膝区附近膝区宇宙线互作用后。产生的正负电子对的能量刚好对应在正负电子能谱超出的位置(几百个GeV)。用ATIC所测得正负电子的能谱估算一下在能量0.1-1TeV范围内超出鼓包的能量密度大约为 $3 \times 10^{-5} eV cm^{-3}$ ，这个能量密度恰好也和假设宇宙线在能量点 PeV能谱指数从-2.7变到-3.1所损失的能量量级是一致，所以我们能看到利用宇宙线和背景光子相互作用很自然的把宇宙线谱的膝和正负电子超出联系到了一起。 经过详细的模拟计算，我们发现我们的模型能同时很好的解释宇宙线的膝(包括比较尖锐的膝)、宇宙线的不规则结构、“B”成分问题、和正负电子超出。下面将介绍利用高能宇宙线和背景光相互作用解释宇宙线能谱的膝。

### 5.4.1 模型介绍

对于要利用高能宇宙线和背景光子相互作用模型解释宇宙线的膝和正负电子超出的，首要的问题是要有适合源去满足粒子加速和加速粒子与源的背景光相互作用的条件。现在大家普遍的观点认为宇宙线是在高能天体形成的激波中加速的，对于此模型，主要考虑年轻的壳形超新星遗迹里面的中子星加速的情况，在那样的环境下存在丰富的高能宇宙线和背景光子。Berezinskii&Ginzburg[16] 和Gaisser[17, 18]等结果显示在超新星爆炸后能在很短的时间( $\sim$ 年或者更短)粒子能被加速到超高能(例如达到 $10^{18} eV$ )。辐射场也有几千K的初始温度，相应的光子能量 $\sim eV$ 。对于一个宇宙线粒子来说，在超新星爆炸后

几百天内辐射场温度冷却前，正负电子对产生的过程一直都在发生。在强磁场和辐射场的超新星环境下，由于同步辐射和逆康普顿散射的作用，产生的电子不可能超过几个TeV的能量，但是我们应该注意的是在这样的环境下正负电子还应该存在能量的加速过程来获得能量。Vannoni[84]结果显示在辐射为主的环境下电子的加速应在谱的截断能量位置存在一个鼓包，在年轻的超新星环境下则对应几个TeV的能量处[85]。综合上面的理解，看起来年轻的超新星环境很好的符合宇宙线的能谱和正负电子超出的解释所需的环境。

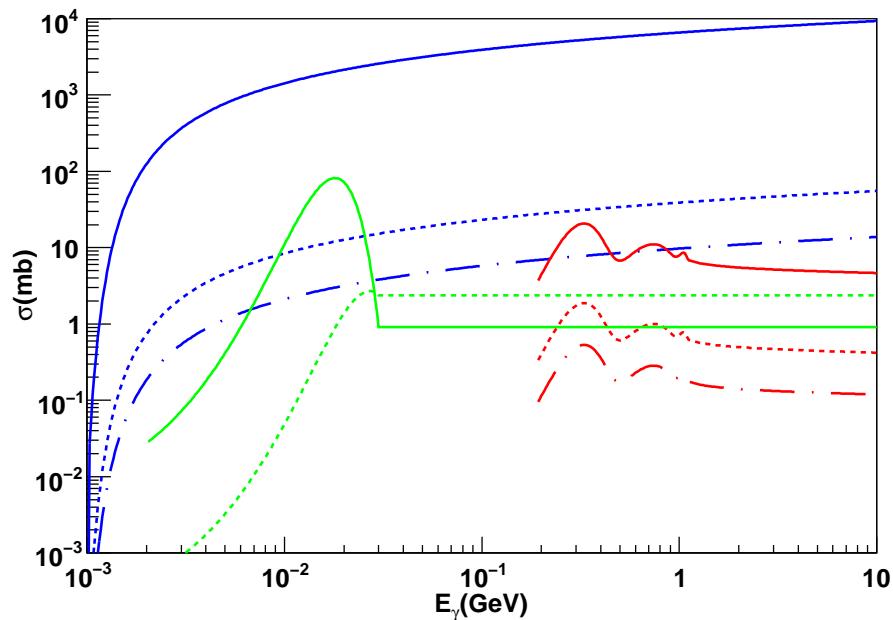


图 5.18: 质子, 氦, 铁的对产生, 光致裂解,  $\pi$ 产生的截面。

高能宇宙线和背景光相互作用，有三种反应过程需要考虑：对产生过程，光致裂解过程， $\pi$ 产生过程。对于对产生和光致裂解过程的截面，分别参考文献[86, 87]，对于质子和背景光的 $\pi$ 产生过程的截面参考文献[88]给出的结果，其他的重核的截面我们采用 $A^{0.91}$ 依赖[89]。图5.18显示在膝区主要宇宙线成分质子（点画线）、氦（点线）和铁（实线）的相互作用截面：对产生过程（蓝颜色），光致裂解（绿色）， $\pi$ 产生过程（红色），横坐标代表原子核静止系下的能量，纵坐标是截面的大小，注意质子没有光致裂解过程。

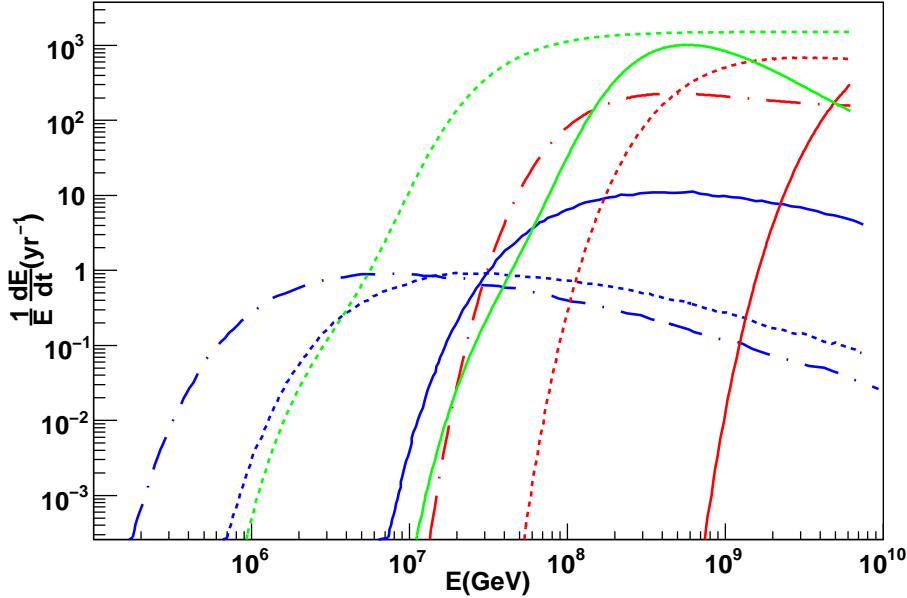


图 5.19: 质子, 氦, 铁的对产生, 光致裂解,  $\pi$ 产生的一次相互作用平均能损。

为了能清晰地判断三种相互作用产生的效果, 我们定义了核子每次相互作用的能量损失, 表达式可以写成:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\kappa E}{\tau(E)} = \kappa E \cdot \int d\cos\theta \frac{1 - \cos\theta}{2} \int d\epsilon n(\epsilon) \sigma(E, \epsilon, \cos\theta) c, \quad (5.4)$$

其中  $\tau(E)$  为在数密度为  $n(\epsilon)$  辐射场中的平均作用时间,  $\theta$  为光子和核子之间的夹角,  $c$  为光速,  $\kappa$  为每次碰撞能量损失的比例, 例如非弹性度。图 5.19 显示质子、氦核、铁三种相互作用一次相互作用平均相对能量损失率。在我们的计算中, 辐射场作为黑体辐射, 温度为 5000K. 对产生过程的非弹性度  $\kappa$  利用 MC 实现多次反应然后平均输出的正负电子对的能量得到。对光致裂解过程我们简单的采用  $\kappa = i/A$ , 其中  $A$  是核子的质量数,  $i$  为一次作用裂解掉的核子数目, 文献[87]显示在核子系下能量低于 30MeV 主要发生  $i=1$  反应. 对于  $\pi$  平均的非弹性度采用  $\kappa = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{m_\pi^2 - m_A^2}{s} \right)$ , 其中  $m_\pi$ ,  $m_A$  代表  $\pi$  介质和核子的质量,  $s$  代表中心动量系统的能量。我们从图 5.19 看到在几个 PeV 能量以下对产生占主导, 4 PeV 以上光致裂解过程变得比较重要,  $\pi$  产生过程仅仅当在能量高于几十个 PeV 才变的

重要。

为了方便，计算把粒子的加速过程和粒子相互作用过程分开来做。例如我们首先考虑粒子被加速到很高能能量然后和背景光子场相互作用，然后用反应后的宇宙线核子和正负电子注入到银河系中去计算其传播效应，得到我们地球观测到的能谱。对于宇宙线与背景光相互作用产生正负电子对的过程，我们用Monte Carlo(MC)方法去计算核子的能量损失和产生电子对的能量，我们根据测量结果[65, 91]确定注入源的宇宙线能谱指数和相对的丰度，这里必须注意考虑到传播的效应，对观测谱进行修正得到在源区的谱(参考下面)。作用后的宇宙线连同产生的正负电子一起进入星际空间环境然后在银河系中弥散传播。对于传播，我们采用比较简化的“漏箱”模型，相应的逃逸事件为： $\tau_{\text{esc}}(R) \approx 2 \times 10^8 \left(\frac{R}{1\text{GeV}}\right)^{-0.6}$  年，其中  $R = p/Ze$  是核子刚度，这个关系是从低能的B/C数据拟合得到并外推到PeV能区[92]。由于同步辐射和逆康普顿散射，电子的传播过程比较复杂，我们采用GALPEOP程序去计算正负电子的传播过程。

对于源区的辐射场的分布，我们假设它是黑体谱，对应的温度是从几千到上万K，年轻的爆发后不久的超新星可能符合这种情况，辐射场密度我们不要求和黑体辐射密度一样的强，我们保持光子密度作为一个自由参数。有效的相互作用几率是光子的密度和作用时间的乘积相关的。

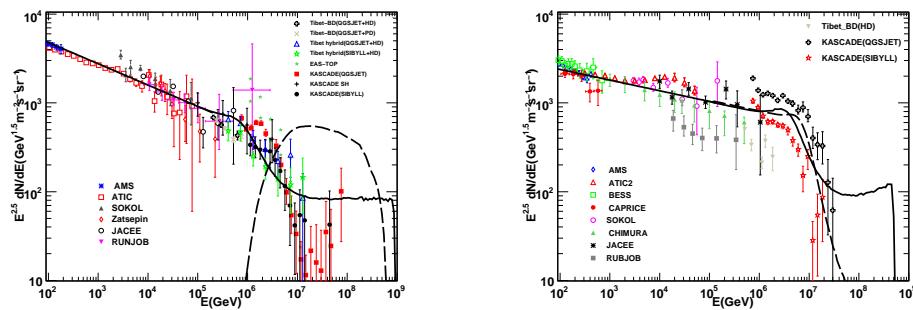


图 5.20: 氦的光致裂解产生质子在质子谱的堆积。

对于源区的辐射场，温度随着时间的演化是很关键的，它是决定那种宇宙线和背景光子相互作用过程占主导的关键因素。在简化情况下，当宇宙线加速到超高能的时候，温度仍旧保持较高。上面提到三种类型的相互作用过程会同时发生。然而考虑的比较复杂的真实地情况，由于对产生过程阈能比光致裂解

和 $\pi$ 产生过程要低，所以对产生过程在粒子加速阶段就会先发生，这样的结果使宇宙线的加速过程变慢，进而要使其他两种类型的相互作用过程发生变得比较困难。观测数据也支持这种观点，图5.20中点线显示，当允许光致裂解发生的时候，我们发现产生过多的质子，使计算出来的质子谱与实验所测数据矛盾。考虑到辐射场的衰变或者辐射场冷却(Berezinskii& Ginzburg[16] 和Gaisser[17, 18])，并且对比宇宙线的加速时标，避免光致裂解的发生也是可以理解的。因此在我们的下列计算中，我们避免光致裂解和 $\pi$ 产生过程，仅仅考虑对产生的过程。下一节将给出我们计算的详细结果。

#### 5.4.2 计算结果

图5.21显示占宇宙线主要成分的质子、氦、CNO、铁的计算结果（实线）和实验观测数据点对比。表5.2显示MC计算中主要的参数，包括在源区宇宙线的相对丰度和能谱指数、辐射场的温度、光子的体密度、在黑体谱下的等效的反应时间。对于占宇宙线主要成分注入谱指数和相对丰度的选择，为了更好的和数据符合（成分谱、全粒子谱，膝的精细结构），我们根据文献[65, 91]作了轻微的调整，对于其他成分，它们在宇宙线中占很小的比例，我们采用参数化的指数 $\gamma_z = a + bZ - 0.6$  其中拟合参数 $a=2.69$ 和 $b=-2.07 \times 10^{-3}$ [65]，其中减0.6是考虑到从源位置到观测位置的传播效应的修正，对于我们计算所用在 $10^5 - 10^9$ GeV能量范围内相对丰度我们采用文献[65]各成分在1 TeV的流强比例。对于温度的选择，质子和氦核我们分别采用10000K和7000K，原子核序数在 $3 < Z < 25$ 核我们采用5500K，对于更重的核我们采用3500K。结果显示分谱和数据在误差范围内符合的很好。当然这些条件的选择并不是唯一的，例如在我们发表的文章[93]考虑到能谱的第二个膝的结构时，选择能Fe的辐射场温度为2000K，为了做系统的检查，我们选择常数源温度（5000-7000K），计算的结果和数据符合的也很好。总之，由于当前的观测数据并不是很好，对模型参数的限制不是很强。

对于全粒子谱，测量结果要比成分谱的结果好的多。图5.22显示理论计算和和观测数据点的对比。从图上可知膝区的形成主要是由于氦谱在 $\sim 4$ PeV的截断。氦谱的 $\sim 4$ PeV截断条件要求源辐射场的温度大约7000K. 高能宇宙线氦粒子在反应后阈堆积也助于形成比较尖锐的膝。

为了量化研究膝区的截断行为，我们采取和5.1的相同的双幂率函数去拟合

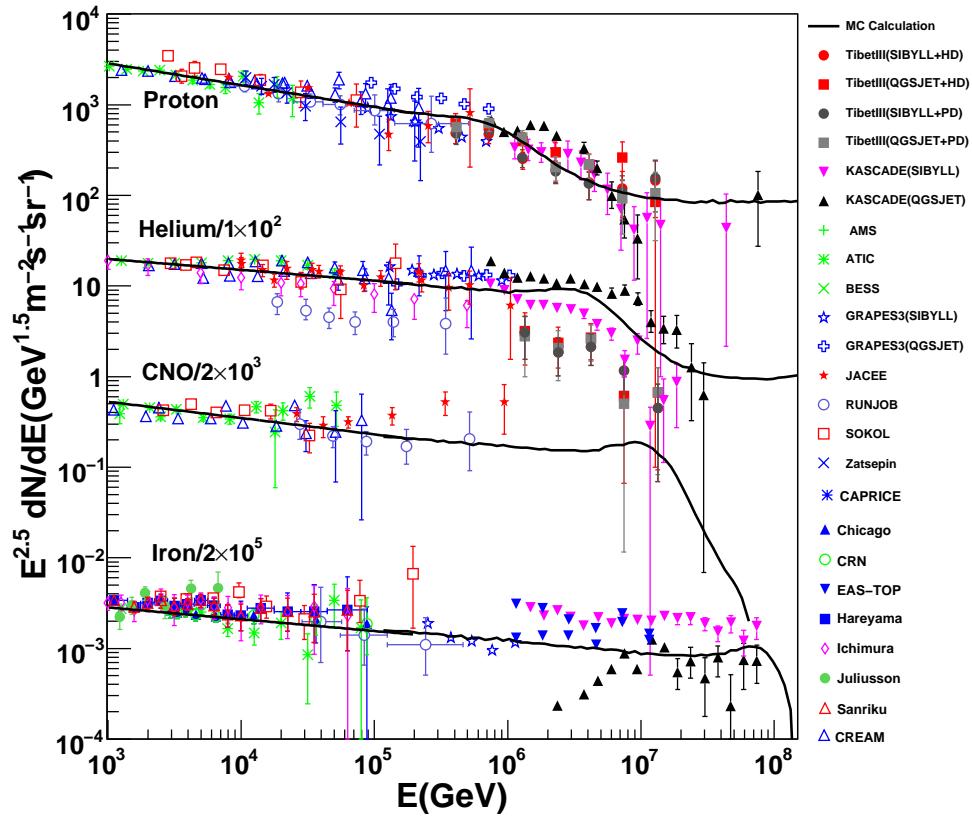


图 5.21: 全粒子谱: 实验结果, 实验的归一化和理论计算。

表 5.2: MC 计算中的参数设置

	相对丰度 $10^5 \text{ GeV} - 10^9 \text{ GeV}$	$\gamma_z$	$T_{\text{ph}}$ (K)	$\langle n c \tau \rangle$ ( $10^{29} \text{ cm}^{-2}$ )	$\hat{\tau}$ (yr)
P	1.00	2.14	$1.0 \times 10^4$	8.1	0.04
He	0.66	2.02	$7.0 \times 10^3$	12.9	0.19
CNO	0.30	2.02	$5.5 \times 10^3$	7.0	0.21
Fe	0.23	2.03	$3.5 \times 10^3$	2.0	0.23

宇宙线的能谱:

$$I(E) = AE^{-\gamma}(1 + (\frac{E}{E^k})^\delta)^{-\frac{\Delta\gamma}{\delta}} \quad (5.5)$$

表征尖锐程度的量S(谱在能量拐点的二阶倒数)定义如下:

$$S = \delta\Delta\gamma \frac{\ln 10}{4}. \quad (5.6)$$

通过拟合理论计算出来全粒子谱, 我们得到  $S = 2.0$ , [39]分析显示Tibet AS $_\gamma$ 的观测结果  $S = 2.4 \pm 0.8$ , 这显示理论结果和实验结果很好的一致。

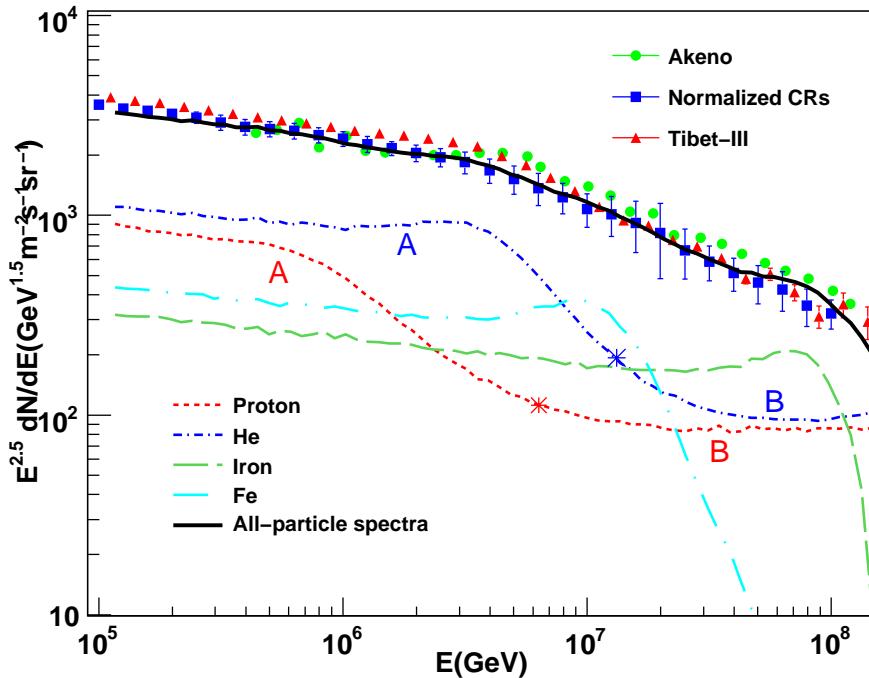


图 5.22: 全粒子谱: 实验结果, 实验的归一化和理论计算。

我们也注意到在我们的计算结果中, 质子和氦谱有一个高能尾巴, 这个尾巴是由于对产生能损率随着能量增高降低而造成的。这样的结构类似于超高能宇宙线与微波背景光相互作用产生正负电子对形成踝的结构[94].这种结构很自然解释Hillas研究全粒子谱总特性的时候提出的所谓“B”成分问题[63]。然而对于重核来说, 并没有发现高能的尾巴, 那是由于大的截面和单成分的常温度辐射场所造成的。

图5.23显示理论和实验之间的膝区结构更详细的对比。图中纵坐标标注的F代表观测的或者理论计算宇宙线流强，I代表根据方程5.1对F进行的拟合值， $E_k$ 为全粒子谱的能量拐点。这个对比结果是全粒子谱减去全粒子谱的主要结构（利用方程5.1拟合全粒子谱所得平滑过渡的双幂率谱）。数据点是Erlykin等[39]联合六家实验Tibet-III[31], KASKADE [33], ARAGATS-GAMMA [36], Yakutsk [37], MAKET-ANI [38]和TUNKA[95]。图5.23显示理论计算的精细结构和实验观测能很好的一致。 $\log(E/E_k) \sim 0$ 位置对应氦谱的能量截断位置，两个鼓包的位置 ( $\log(E/E_k) \sim 0.5$  和  $\log(E/E_k) \sim 1.3$ ) 分别对应CNO和铁。利用目前的实验数据对模型的参数限制并不是很强，例如温度温度改变百分之几十并不能显著的影响最后的结果。

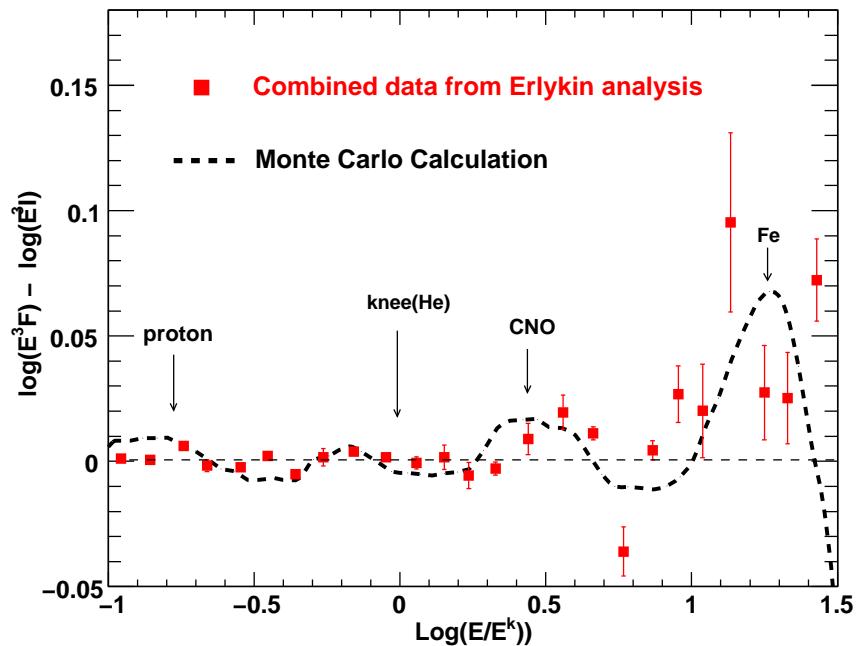


图 5.23: 全粒子谱: 实验结果, 实验的归一化和理论计算。

最后也利用我们的模拟计算得到了正负电子的超出。对于各个宇宙线成分和背景光在源区相互作用产生的正负电子对图示5.24所示。它们在星系的传播比较复杂(主要是逆康普顿散射和同步辐射)，我们用GALPROP程序去计算正负电子对传播的效应。图5.24下面粗实线显示传播后结果，传播效应使得正负电子的能谱变软，但是和实验数据相比仍旧显得比较硬。Gasser等指出考虑到源区的强磁场和辐射场，产生的高能正负电子对在像年轻的超新星的环境下由于逆

康普顿和同步辐射高能尾巴因该会反应掉，为了简化计算我们采用了对传播前的注入谱指数截断，截断能量值可由HESS最近测量结果建议得到[96]。图5.24下面比较低的曲线显示利用对正负电子谱不同的截断能量的结果。图5.25粗实线显示在指数截断能量为 $E_c \approx 2\text{TeV}$ 计算的正负电子能谱和正负电子比例的谱，结果显示数据点和MC计算结果很好的一致。

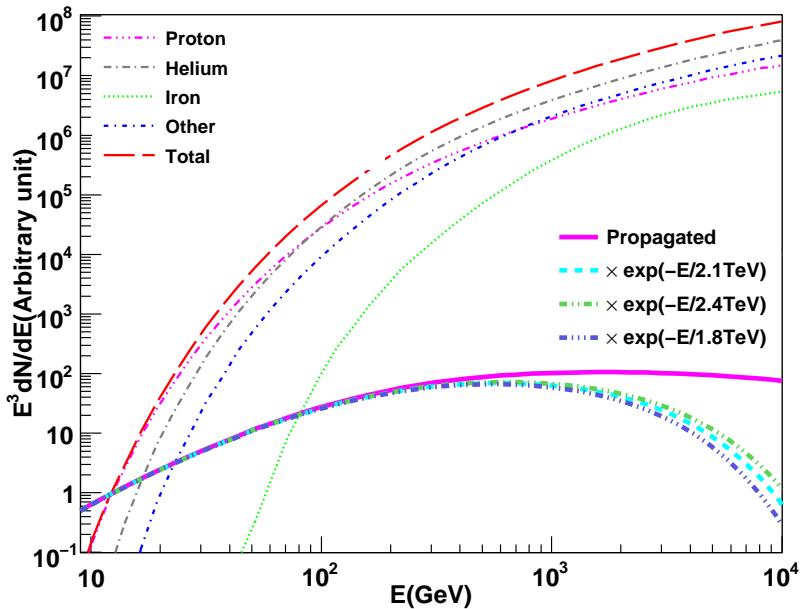


图 5.24: 传播前后的正负电子谱

### 5.4.3 讨论

在本节中我们利用宇宙线和背景光相互作用产生正负电子对模型解释宇宙线能谱的特性，包括宇宙线比较尖锐的膝和膝的精细结构。结果显示计算的结果和观测数据非常吻合，在我们的模型中，氦核成分在膝区(4TeV)占主导，氦核在高能反应后在膝区附近堆积形成比较尖锐的膝，尖锐的膝的结构现在已经被越来越多的实验所证实。此模型能很好的解释宇宙线的精细结构(CNO和Fe位置的鼓包)，这个精细结构的形成是由于高能粒子相互作用堆积的鼓包形成。作为一个额外的成果，这个模型能很自然的解释Hillas提出的在高能量范围(几十个PeV)所谓的“B”成分问题[63]。另外此模型也能很好的解释正负电子的超出。

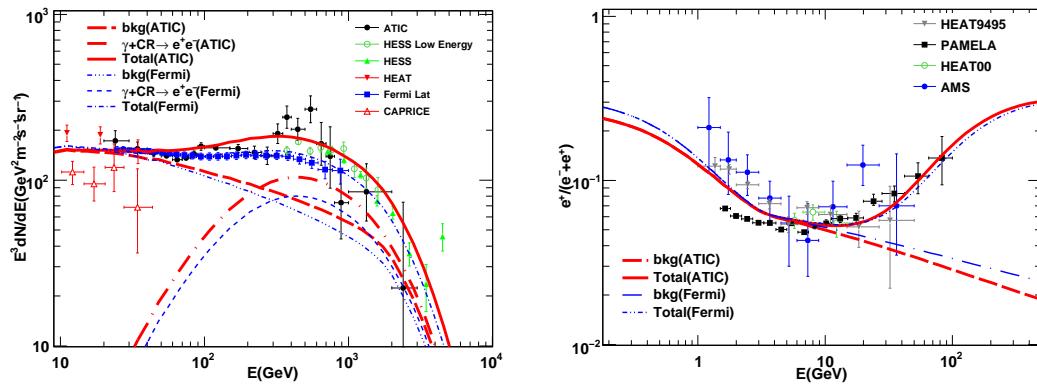


图 5.25: 正负电子超出和正负电子的比例。

我们提议的模型利用类似与年轻的超新星加速环境下能很好同时解决宇宙线领域里几个重要的问题，或许能提供一个比较强的证据证明宇宙线或者至少宇宙线的一部分来自于类似年轻的超新星加速。考虑到“膝”的结构比较尖锐，理论计算中用一个源的参数就能对现在所测数据很好的描述，这或许暗示着：(1)所有的源都是标准的，所谓的标准指的是有相似的源的辐射场温度、相对的每种成分的丰度和能谱指数，这些源的平均效果等同与一个源参数。(2)这个观测能谱的精细结构(尖锐的膝对应的氦，CNO,Fe的鼓包)主要是由于来自与一个单源的影响，或者离我们很近但不能太近，否则会有很大的各向异性，或者不是很近但是很强(例如可能是银心)。这个工作可以看作我们探索宇宙线的起源道路上向前很好的迈进了一步，离发现宇宙线起源的目标更近了。

## 5.5 小结

“膝”区自发现以来，对其解释一直没有达成一致，成为宇宙线领域的50年来的老大难问题。本章是在回顾宇宙线能谱测量结果和宇宙膝区比较流行的理论后，介绍我们发展的模型解释宇宙线的膝。(1)分析综合所测宇宙线数据，利用经验性公式拟合各个成分谱对膝区物理很好的进行描述，避免了为了解释膝的尖锐结构引入第二成分。(2)利用高能宇宙线和背景光相互作用模型，能同时很好的解释宇宙线领域的几大问题：宇宙线谱尖锐的膝，膝的精细结构，“B”成分问题，正负电子超出等。



## 第六章 总结和展望

原初宇宙线粒子在向地球传播过程中会被月亮所遮挡，在相应方向上造成宇宙线流量缺失，这就是原初宇宙线的月亮阴影效应。

我们利用宇宙线的月亮阴影来研究羊八井宇宙线观测站的ARGO-YBJ探测器的性能：探测器角分辨，在几个TeV能区能达到0.6度的角分辨；探测器的指向误差，南北方向的指向误差为向北偏0.2°，东西方向数据和MC吻合的非常好；探测器的能量误差，通过考虑不同成分，不同相互作用的系统误差，最后得到估计能量的测量误差不超过18%;最后我们也分析了阵列的长期稳定性，实验测量积分缺失数和预期数随时间变化吻合的非常好显示阵列自运行以来是稳定的。

ARGO-YBJ实验自2006年6月份稳定运行以来，已经收集到三年的数据，观测到目前为止世界上最清晰的 $55\sigma$ 显著性的月亮阴影。利用此月亮阴影我们得到在2TeV和5TeV能量附近的正反质子比例的流强上限分别为5%和6%，这个结果是在TeV能区对模型给出的最强的限制。未来我们可以利用ARGO实验正在高质量的运行积累更多的数据和采用更精细的MC模拟和分析方法，给出更好的宇宙线中的正反质子的比例限制。联合其他再测或者即将发射的卫星实验对在100GeV反质子的测量如PAMELA,AMS等，或许我们能够获得关于能区反质子比例产生的机制。

自从宇宙线能谱“膝”的结构发现以来，对其研究一直以来都是宇宙线领域重要的基本课题，它对研究宇宙线的起源，加速，传播具有重要意义，但是直到现在我们仍然没有对其成因得出广泛被认可的结论，成为50年的老大难问题。

本文利用最近几个实验观测到的正负电子超出现象，结合宇宙线的膝，提出高能宇宙线与加速源附近的辐射场相互作用产生正负电子对模型。结果发现利用一套源的模型不仅能很好的解释宇宙线的膝和正负电子的超出，而且能够很利用高能宇宙线反应后在阈能附近堆积很好的解释最近被几个实验发现并证明宇宙线比较尖锐的膝和宇宙线的精细的结构。另外作为额外的结果，我们也能很好解释Hillas研究全粒子谱总特性时候提出的“B”成分问题。我们发现年轻超新星遗迹的环境与加速源的参数比较类似，这个结果暗示至少宇宙线一部分是被类似年轻超新星加速的，一套参数能很好的解释许多问题也进一步说明了(1)这些宇宙线主要来自于一些标准源或者一个单源，所谓的标准主要是指

有相似的源参数，比如相似的辐射场，相似的成分丰度和谱指数，这些源的平均效果等同于一个标准的源，(2) 这些宇宙线的精细结构主要是由于单源的影响，这个源离我们很近但是也不能太近，否则由很大的各向异性，或者不是很近但是很强比如（可能来自银心）。我们也考虑到现在实验对能谱的测量实验误差比较大，特别是成分谱的测量，对模型参数的限制不是很强。对于此模型我们未来的研究期望能对宇宙线的起源，宇宙线的传播和宇宙线的加速这宇宙线领域的三大基本问题给以一定的更大的理解。

总之本工作不管是对正反质子的比例的测量或者对膝区物理研究是都具有重要的意义，且其前景令人鼓舞。

## 参考文献

- [1] Hess, V., Observation of penertating radiation in seven balloon flights. Phys. Zeitschr. 13 (1912) 1084.
- [2] Anderson, C. D., Energies of cosmic-ray pasticles, Phys. Rev. 41: 405, 1932
- [3] Neddermeyer, S.H, Anderson, C.D., Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. Phys. Rev. 51: 884-886, (1937)
- [4] Lattes, C. M. G., Occhialini, G. P. S., Powell, C. F., Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions. Nature 160 453-456, 1947
- [5] Rossi, R, Cosmic Rays, McGraw,1964
- [6] Auger, P, Maze, R, Grivet-Meyer, T. et al., Grandes gerbs cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultra-pénétrantes. Comptes rendus 206: 1721, 1938
- [7] Molnar, A, Simon, M, A New Thought on the Energy Dependence of the  $^{10}\text{Be}/^{9}\text{Be}$  Ratio. Int. Cosmic Ray Conf., 4:1937 2003
- [8] Yanasak, N. et al., Measurement of the Secondary Radionuclides  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ , and  $^{14}\text{C}$  and Implications for the Galactic Cosmic-Ray Age. Astrophys. J. 563:768-792, 2001
- [9] Kulikov, G., Kristiansen, G., JETP, On the size spectrum of extensive air showers. 35:441-444, 1958.
- [10] Fermi, E., On the Origin of the Cosmic Radiation. Phys. Rev., 75: 1169-1174, 1949
- [11] Baade, W., Zwicky, F., Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. Phys. Rev., 46: 76-77, 1934

- [12] Blumer, J., Engel, F., Horandel, J.R., Cosmic Rays from the knee to the highest energies. *prog. part. nucl. phys.*, 63: 293-338, 2009
- [13] Bell, A.R., The acceleration of cosmic rays in shock fronts-I. *Royal Not. R. Astronom Soc.*, 182: 47-156, 1978
- [14] Blandford, R.D., Ostriker, J.P., Particle acceleration by astrophysical shocks. *Astrophys. J.* 221: L29-L32
- [15] Lagage, P.O., Cesarsky, C.J., The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *Astronom. Astrophys.* 125: 249-257, 1983
- [16] Berezinskii, V.S., Ginzburg, V.L. Cosmic rays and gamma radiation from the shell of SN1987A. *Nature*, 329: 807-809 1987
- [17] Gaisser, T.K., Stanev, T., Harding, A.K., Particle acceleration and production of energetic photons in SN1987A. *Nature*, 329: 314-316, 1987.
- [18] Gaisser, T.K., Stanev, T., Harding, A.K., Signatures of particle acceleration at SN 1987A. *Astrophys. J.*, 345: 423-433, 1989.
- [19] Gausser, T.K., *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University press, 1990
- [20] Cesarsky,C.J. “Cosmic ray confinement in the Galaxy”. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 18:189-319, 1980
- [21] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., Ptuskin, V. S.,*Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy*. *ann. rev. nucl. part. sci.*, 57: 285-327, 2007
- [22] Asakimori, K., Burnett T. H., Cherry M. L. *Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment*. *AstroPhys. J.*, 502: 278-283, 1998
- [23] Kopenkin. V, Cosmic ray primary composition in the energy range 10-1000 TeV obtained by passive balloon-borne detector: re-analysis of the RUNJOB data. 30th ICRC, 2007

- [24] Kopenkin. V, Cosmic ray primary composition in the energy range 10 – 1000 TeV obtained by passive balloonborne detector: Reanalysis of the RUNJOB experiment. *Phys. Rev. D* 79, 072011, 2009
- [25] Derbina, V. A, Galkin, V. I, Hareyama, M., et al. COSMIC-RAY SPECTRA AND COMPOSITION IN THE ENERGY RANGE OF 10 – 1000 TeV PER PARTICLE OBTAINED BY THE RUNJOB EXPERIMENT. *APJ*, 628:L41 – L44, 2005
- [26] Panov, A. D., Adams, J. H., Ahn, H. S., et al. Energy spectra of abundant nuclei of primary cosmic rays from the data of ATIC-2 experiment: Final results. *Bull Russ Acad Sci: Phys*, 2009, 73:564-567
- [27] Yoon, Y. S., Ahn, H. S., Allison, P. S., et al. H and He spectra from the 2004/05 CREAM flight. *Int Cosmic Ray Conf*, 2: 55 – 58, 2008
- [28] Ahn, H. S., Allison, P., Bagliesi, M. G., et al. Energy spectra of cosmic- ray nuclei at high energies. *Astrophys J*, 707: 593 – 693, 2009
- [29] Ave. M, Boyle, P. J., Gahbauer. F. COMPOSITION OF PRIMARY COSMIC-RAY NUCLEI AT HIGH ENERGIES. *Astrophys. J*, 678:262-273, 2008
- [30] Amenomori, M., Ayabe, S., Chen, D., et al. Are protons still dominant at the knee of the cosmic-ray energy spectrum? *Phys Lett B*, 2006, 632: 58 – 64
- [31] Amenomori. M., Bi, X. J., Chen. D., et al. The all-particle spectrum of primary cosmic rays in the wide energy range from 10<sup>14</sup> to 10<sup>17</sup> eV Observed with the Tibet-III Air-Shower Array. *Astrophys J*, 2008, 678: 1165 – 1179
- [32] Antoni, T., Apel W.D, Badea A.F, KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astropart Phys.* 24:1 – 25 2005
- [33] Apel, W. D., Arteaga, J. C., Badea, A. F., et al. Energy spectra of elemental groups of cosmic rays: Update on the KASCADE unfolding analysis. *Astrophys J*, 31: 86 – 91, 2009

- [34] Oshima, A., Dugad, S. R., Goswami U. D., The angular resolution of the GRAPES-3 array from the shadows of the Moon and the Sun. *Astropart. Phys.*, 33: 97 - 107, 2010
- [35] EAS-TOP and MARO Collaboration, The cosmic ray proton, helium and CNO fluxes in the 100 TeV energy region from TeV muons and EAS atmospheric Cherenkov light observations of MACRO and EAS-TOP. *Astropart. Phys.* 21: 223 - 240, 2004
- [36] Garyaka, A. P., Martirosov, R. M., Ter-Antonyan S V, et al. An all-particle primary energy spectrum in the 3 - 200 PeV energy range. *J Phys G-Nucl Phys*, 2008, 35: 115201
- [37] Ivanov, A. A., Knurenko, S. P., Sleptsov I Y, et al. Measuring extensive air showers with Cherenkov light detectors of the Yakutsk array: the energy spectrum of cosmic rays. *New J Phys*, 2009, 11: 065008
- [38] Chilingarian, A, Gharagyozyan, G, Ghazaryan, S, et al. Study of extensive air showers and primary energy spectra by MAKET-ANI detector on mountain Aragats. *Astropart Phys*, 28: 58 - 71, 2007
- [39] Erlykin, A. D., Wolfendale, A. W., The knee in the cosmic ray energy spectrum. *Int Cosmic Ray Conf*, ID 0301, ArXiv: 0906.3949, 2009
- [40] Berezhko, E. G., Ksenofontov, L. T., Composition of cosmic rays accelerated in supernova remnants. *JETP*, 89:391-403, 1999
- [41] Kobayakawa, K., Honda, Y. S., Samura, T., Acceleration by oblique shocks at supernova remnants and cosmic ray spectra around the knee region. *Phys. Rev. D*, 66: 083004, 2002
- [42] Stanev, T., Biermann, P. L., Gaisser, T. K., Cosmic rays. IV. The spectrum and chemical composition above 10' GeV. *Astronom. Astrophys.* 274: 902, 1993

- [43] Biermann, P. L., Langer, N., E. Seo, et al., Cosmic rays IX. Interactions and transport of cosmic rays in the Galaxy. *Astronom. Astrophys.* 369:269-277, 2001
- [44] Sveshnikova, L. G., The knee in the Galactic cosmic ray spectrum and variety in Supernovae. *Astronom. Astrophys.* 409:799-807, 2003
- [45] Plaga, R., A possible universal origin of hadronic cosmic rays from ultrarelativistic ejecta of bipolar supernovae. *New Astronomy*, 7: 317-336, 2002
- [46] Wick, S. D., Dermer, C. D., Atoyan, A., High-energy cosmic rays from  $\gamma$ -ray bursts. *Astropart. Phys.*, 21: 125-148, 2004
- [47] Dar, A., The origin of cosmic rays —A 92-year-old puzzle solved? *Nuovo Cimento B*, 120:767-781, 2005
- [48] Swordy, S. P., Expectations for Cosmic Ray Composition Changes in the Region  $10^{14}$  to  $10^{16}$  eV. *Int. Cosmic Ray Conf.*, Rome 2:797, 1995
- [49] Lagutin, A. A., Nikulin, Yu. A., Uchaikin, V. V., The “knee” in the primary cosmic ray spectrum as consequence of the anomalous diffusion of the particles in the fractal interstellar medium. *Nuclear Phys. B (Proc. Suppl.)*, 97: 267-270, 2001
- [50] Kalmykov, N., The regular galactic magnetic field and primary cosmic ray energy spectrum at the knee region. *Int. Cosmic Ray Conf.*, 4:263, 1999
- [51] Ogio, S., Kakimoto, F., Advective Diffusion Propagation Model for Galactic Cosmic Rays above  $10^{12}$  eV. *Int. Cosmic Ray Conf.*, 1: 315, 2003
- [52] Roulet, E., ASTROPARTICLE THEORY: SOME NEW INSIGHTS INTO HIGH ENERGY COSMIC RAYS. *Int. J. Modern Phys. A*, 19:1133-1141, 2004
- [53] Ptuskin, V. S., Rogovaya, S. I., Zirakashvili, V. N., et al., Diffusion and drift of very high energy cosmic rays in galactic magnetic fields. *Astronom. Astrophys.*, 268:726-735, 1993

- [54] Horandel, J.R., Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astropart. Phys.* 21: 241 – 265, 2004
- [55] Völk, H. J., Zirakashvili, V. N, Cosmic Ray Acceleration by Spiral Shocks in the Galactic Wind. *Int. Cosmic Ray Conf.* 4: 2031, 2003
- [56] Dova, M. T., Epele, L. N., Swain, J. D., Massive relic neutrinos in the galactic halo and the knee in the cosmic ray spectrum. *arXiv:astro-ph/0112191*, 2001
- [57] Karakula, S., Tkaczyk, W., The formation of the cosmic ray energy spectrum by a photon field. *Astropart. Phys.*, 1: 229-237, 1993
- [58] Wigmans, R., PeV cosmic rays: a window on the leptonic era? *Astropart. Phys.*, Volume 19:379-392 2003
- [59] Kazanas, D., Nikolaidis, A., *Gen. Rel. Grav.* 35: 1117, 2001
- [60] Petrukhin, A., *Phys. Atom. Ncl.* Possible explanation of the behaviour of the cosmic ray energy spectrum in the atmosphere. 122: 259-262, 2003
- [61] R. Wischnewski, Aynutdinov, V., Balkanov, V., et al., The Baikal Neutrino Telescope —Results and Plans. *Int. J. Modern Phys. A* 20 (2005) 6392
- [62] Erlykin, A. D., Wolfendale, A. W., ‘Fine Structure’ in the energy spectrum, and changes in the mass composition, of cosmic rays in the energy range 0.3-10 PeV. *Astronom. Astrophys.*, 350: L1-L4 1999
- [63] Hillas, A. M., TOPICAL REVIEW:Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? *J Phys G: Nucl Phys*, 2005, 31: 95
- [64] Shibata M. About the cosmic-ray spectrum around the knee. *Int. Cosmic Ray Conf.*, ID: 0295, 2009
- [65] Horandel, J. R., On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astropart. Phys.* 19: 193-220, 2003

- [66] Alcaraz J, Alpat B, Ambrosi G, et al. Cosmic protons. *Phys Lett B*, 2000, 490: 27 – 35
- [67] Haino. S., Sanuki. T., Abe. K., et al. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I - results from the test flight on the space shuttle. *Phys Rept*, 2002, 366: 331 – 405
- [68] Haino. S., Sanuki. T., Abe. K, et al. Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer. *Phys Lett B*, 2004, 594: 35 – 46
- [69] Ivanenko I P, Shestoporov V Y, Chikova L O, et al. Energy spectra of Cosmic Rays above 2 TeV as measured by the ‘SOKOL’ apparatus. *Int Cosmic Ray Conf*, 1993, 2: 17
- [70] Zatsepin V I, Zamchalova E A, Varkovitskaya A Y, et al. Energy spectra of primary protons and other nuclei in energy region 10 – 100 TeV/nucleus. *Int Cosmic Ray Conf*, 1993, 2: 13
- [71] Mueller D, Swordy S P, Meyer P, et al. Energy spectra and composition of primary cosmic rays. *Astrophys J*, 1991, 374: 356 – 365  
Swordy P S, Barwick S W, Beatty J J, et al. The relative fluxes of protons and helium nuclei up to 100 GeV/n. *Int Cosmic Ray Conf*, 1995, 2: 652
- [72] Navarra G. Study of cosmic ray primaries between 1012 and 1016 eV from EAS-TOP. *Int Cosmic Ray Conf*, 2003, 1: 147
- [73] Nagano M, Hara T, Hatano Y, et al. Energy spectrum of primary cosmic rays between 1014.5 and 1018 eV. *J Phys G-Nucl Phys*, 1984, 10: 1295 – 1310
- [74] Ichimura M, Kogawa M, Kuramata S, et al. Observation of heavy cosmic-ray primaries over the wide energy range from 100 GeV/particle to 100 TeV/particle: Is the celebrated “knee” actually so prominent? *Phys Rev D*, 1993, 48: 1949 – 1975
- [75] Juliusson E. Charge composition and energy spectra of Cosmic-Ray nuclei at energies above 20 GeV per nucleon. *Astrophys J*, 1974, 191: 331 – 348

- [76] Kamioka E, Hareyama M, Ichimura M, et al. Azimuthally controlled observation of heavy cosmic-ray primaries by means of the balloon- borne emulsion chamber. *Astropart Phys*, 1997, 6: 155 – 167
- [77] Boezio M, Bonvicini V, Schiavon P, et al. The cosmic-ray proton and helium spectra measured with the CAPRICE98 balloon experiment. *Astropart Phys*, 2003, 19: 583 – 604
- [78] Adriani O, Barbarino G C, Bazilevskaya G A, et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5 – 100 GeV. *Nature*, 2009, 458: 607 – 609
- [79] Chang J, Adams J H, Ahn H S, et al. An excess of cosmic ray electrons at energies of 300 – 800 GeV. *Nature*, 2008, 456: 362 – 365
- [80] Aharonian F, Akhperjanian A G, Barres de Almeida U, et al. Energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 261104
- [81] Aharonian F, Akhperjanian A G, Barres de Almeida U, et al. Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S. *Astron Astrophys*, 2009, 508: 561 – 564
- [82] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. Measurement of the Cosmic Ray e+e- Spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 181101
- [83] Serpico, P. D, Possible causes of a rise with energy of the cosmic ray positron fraction. *Phys. Rev. D*, 79: 021302, 2009
- [84] Vannoni, G., Gabici, S., Aharonian, F. A., Diffusive shock acceleration in radiation-dominated environments. *Astronom. Astrophys.*, 497: 17-26, 2009
- [85] Gaisser,T. K, Cosmic Rays and particle physics(Cambridge: Cambridge Univ. Press), 1990

- [86] Blumenthal, G. R., Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons. *Phys Rev D*, 1: 1596 – 1602, 1970
- [87] Puget, J. L., Stecker, F. W., Bredekamp, J. H., Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences. *Astrophys J*, 205: 638 – 654, 1976
- [88] Amsler. C, Doser. M., Antonelli. M., et al (Particle Data Group). Review of particle physics. *Phys Lett B*, 667: 1 – 5, 2008
- [89] Stanev, T., Gaisser, T. K., Halzen, F., Muons in gamma showers from Cygnus X-3? *Phys Rev D*, 1985, 32: 1244 – 1247
- [90] Stecker F W. Effect of Photomeson Production by the Universal Radiation Field on High-Energy Cosmic Rays. *Phys Rev Lett*, 1968, 21: 1016
- [91] Bertaina M, Battistoni G, Muraro S, et al. The cosmic ray primary spectrum in the transition region between direct and indirect measurements (10 TeV – 10 PeV). *J Phys Conf Ser*, 2008, 120: 062023
- [92] Putze A, Derome L, Maurin D, et al. A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. I. Method and results for the Leaky-Box model. *Astron Astrophys*, 2009, 497:991-1007
- [93] Hu H B, Yuan Q, Wang B, et al. On the e+e- excesses and the knee of the Cosmic Ray Spectra - - - Hints of cosmic ray acceleration in young supernova remnants. *Astrophys J*, 2009, 700: L170 – L173
- [94] Berezinsky. V., Gazizov. A., Kachelrie. M. Second dip as a signature of ultrahigh energy proton interactions with cosmic microwave background radiation. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 231101
- [95] Korosteleva E E, Prosin V V, Kuzmichev L A, et al. Measurement of cosmic ray primary energy with the Atmospheric Cherenkov Light Technique in extensive air showers. *Nucl Phys B (Proc Suppl)*, 2007, 165: 74 – 80

- [96] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons at TeV Energies. Phys. Rev. L., 101: 261104, 2008
- [97] Kamata, K., Nishimura, J., The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. Prog. Theoret. Phys., Suppl, No.6: 93-155, 1958
- [98] Aiellia, G., Assirob, R., Bacci, C., Layout and performance of RPCs used in the Argo-YBJ experiment, Nucl. Inst. Meth., A, 562:1-6, 2006
- [99] Sheng, X. D., Roberto, C. He, H. H., Performances of the Resistive Plate Chambers at YBJ. Int. Cosmic Ray Conf., 5: 151, 2005
- [100] 何会海, 张勇, 羊八井A R G O 试实验数据获取系统。 高能物理核物理2003 27 (12): 1106—1108
- [101] 程宁, 用ARGO实验研究空气簇射发展及核作用截面。博士论文, 2008年
- [102] H.H. He., P. Bernardini, A.K. Calabrese, S.Z. Chen, Detector Time Offset and Off-line Calibration in EAS Experiments. Astrop. Phys. 27:528, 2007.
- [103] The ARGO-YBJ Collaboration. Software timing calibration of the ARGO-YBJ detector. Astroparticle Physics 30 (2009) 287.
- [104] GUO, Y.Q., ZHANG, X.Y., ZHANG, J.L, et. al, ARGO-YBJ detector simulation using GEANT4, CPC(HEP & NP), 2010, 34(5): 555-559
- [105] Heck D et al. Report FZKA, 1998, 6019
- [106] Beaton, A.E., Tukey, J.W. The fitting of power series, meaning polynomials, illustrated on band-spectroscopic data. Technometrics, 16:147 - 185, 1974
- [107] Di Sciascio, G., Iuppa, R., Simulation of the Cosmic Ray Moon Shadow in the Geomagnetic field. ArXiv e-prints, arXiv:0907.1173
- [108] Clark,G.W. "Arrival direction of cosmic-ray air showers from the northern sky" . Phys. Rev. 108:450-457, 1957

- [109] Urbani, M., Fleury, P., Lestienne, P., "Can we detect antimatter from other galaxies by the use of the Earth's magnetic field and the Moon as an absorber?" Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.) 14: 223-236, 1990
- [110] Golden, R. L., et al., "Evidence for the existence of cosmic-ray antiprotons," Phys. Rev. Lett. 43:1196 - 1199, 1979
- [111] Golden, R. L, Mauger, B. G., Nunn, S et al., "Energy dependence of the P/P ratio in cosmic rays," Astrophys. Lett. 24: 75 - 83, 1984
- [112] Buffington, A, Schindler, S. B., Pennypacker, C. R, "A measurement of the cosmic-ray antiproton flux and a search for antihelium," Astrophys. J. 248:1179 - 1193,1981
- [113] Urban, M., Fleury, P., Lestienne, R., et al, Can we detect antimatter from other galaxies by the use of the Earth's magnetic field and the Moon as an absorber? Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 14: 223-236,1990
- [114] Amenimori, M., Ayabe, S., Bi, X. J., et al, Moon shadow by cosmic Rays under the influence of geomagnetic field and search for antiprotons at multi-TeV energies. Astropart. Phys. 28:137-142,2007
- [115] Achard, P, et al., Astropart. Phys. 23: 411, 2005
- [116] Ambrosio, M. et al., Astropart. Phys. 20:145, 2003
- [117] Stephen, S. A., Golden, R. L., Space Sci. Rev. 46:31, 1987
- [118] Feldman, G. J., Cousins, R. D., Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. Phys. Rev. D, 57:3873-3889, 1998



## 发表文章目录

- [1] Wang, B., Yuan, Q., Fan, C., Zhang, J. L., Hu, H. B. & Bi, X. J. A study on the sharp knee and the structures of cosmic ray spectra. accepted by Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy, 2010
- [2] Hu, H. B., Yuan, Q., Wang, B., Fan, C., Zhang, J. L. & Bi, X. J. On the  $e^+e^-$  excesses and the knee of the cosmic ray spectra - hints of cosmic rays acceleration in young supernova remnants. ApJ, 2009(700): L170
- [3] B. Wang et. al.: Preliminary results of the cosmic ray Moon shadow using the ARGO-YBJ experiment. 30th ICRC,2007
- [4] F.R. Zhu, H. Lu, Bo. Wang, C. Liu, R. Luppia,"Sun Shadow of Cosmic Ray Modulated by Solar Mean Magnetic Field Observed with ARGO-YBJ Experiment", ICRC2009, Lodz, Poland
- [5] A.-F Li, H.-B. Hu, J.-Y. Li, Y.Zhang, B. Wang "Observation of Periodic of Cosmic Ray internstiy with the TibetIII Air Shower Array", Nuclear Physics B, Volumes 175-176,529, 2008
- [6] R. Luppia, D. martello, B. Wang, G. Zizzi "Observation of the galactic cosmic ray Moon shadowing effect with the ARGO-YBJ" , ICRC2009, Lodz, Poland
- [7] G.Aielli et al. (ARGO-YBJ Collaboration):Gamma ray flares from Mrk421 in 2008 observed with the ARGO-YBJ detector, APJ, 714: L208-L212 2010



## 致 谢

值此论文撰写完成之际，回想高能所几年的学习生涯，曾经努力过，也曾经彷徨过，借此机会向在学习、工作和生活给与我无私帮助过我的老师、同学、朋友以及家人表达由衷地感谢。

首先特别感谢我的导师胡红波研究员，在高能作的几年中不管是在生活上还是在学习科研工作上胡老师在我身上都倾注的大量的心血。在我生活最困难的时候给与我无私的帮助，使我顺利度过难关，能安心的工作学习，顺利地完成学业。在学习中，胡老师尽可能的给我们创造优越的条件，使我们能发挥自己的特点。胡老师在科研工作上给我悉心的指导和帮助，使我很快的适应科研工作。胡老师的清晰的物理图象，缜密的逻辑思维，睿智的物理思考和严谨求实的科研态度深深影响并潜移默化的激励着我，使我在以后的人生中有了一个高起点的参考坐标。胡老师在我努力的时候给与我鼓励，在我彷徨时候给予我开导，在我沮丧的时候给与我关怀，此时无法完全用文字来表达我的感激之情，总之感谢胡老师对我生活、学业和人生发展帮助和指导。

在此特别感谢云南大学的木均教授，使我走进的中国宇宙线的研究领域前沿阵地，给与我在学业也生活无私的帮助。特别感谢云南大学戴本忠教授、张力教授以及给与我帮助的其他老师。

在此特别感谢羊八井组的曹臻研究员、卢红研究员、何会海研究员，黄晶研究员，查敏副研究员和姚志国副研究员在我的工作中给与指导和帮助。感谢朱清棋研究员、谭有恒研究员，丁林凯研究员等老一辈科学家的教诲和帮助。感谢张慧敏老师，沈培若老师在生活上的帮助。感谢盛祥东老师，吴超勇老师、马欣华老师，苟全朴老师的帮助。

在此特别感谢毕效军副研究员在理论学习方面给予的指导和帮助，在此深表感谢。

在此我特别感谢已经毕业的张毅、程宁、吴含荣博士等，在我初到高能所的时候，由于对宇宙线及其计算机的茫然，他们的帮助使我受益匪浅。张毅博士的对其数据分析及其程序的耐心的无私的帮助，使我感受到工作的愉快和轻松，以及当我遇到大的问题时停下自己手中的事情耐心的帮助使我深受感动，也特

别感受张毅在我生活困难的时候给与我帮助。程宁博士在我共处的时间中对于小问题的“骚扰”都很耐心的解答，使我心存感激，对我 A R G O 实验的全面了解给与了很大的帮助。

在此我特别感谢已经郭义庆博士，感谢其对ARGO实验的模拟和重建的帮助，及其由于我深夜请教问题“骚扰”其正常休息没有怨言表示感谢。

在此我特别感谢一同毕业的张建立、袁强，冯朝阳博士。与张建力博士的合作特别是他的基础性工作，使我认识到其承担工作的重要性，默默无闻而不求回报是我们值得学习的，袁强博士对我的理论的工作帮助，使我受益匪浅，其对物理的理解和热爱是我们学习的楷模。冯朝阳博士对宇宙线领域深入专研对其理解把握，以及广泛的学习的精神是我所不能及，对给与我帮助深表感谢。也特别感谢樊超同学，在我们合作工作中给与我很大的帮助。同时特别感谢刘成、康明明、李红超、李晔、汪越、李爱凤、许伟伟、曲晓波、余钊煥等 4 1 2 同事营造愉快氛围中度过了高能所的几年，给我很多帮助、使我终生受益，感受到友谊常存。感谢羊八井组的陈松站、祝凤荣、张炳开、张娟、石峰、马玲玲，张寿山，于晓霞、陈垚、李晓晓等和他们相处使我的生活和学习变得丰富和充实。

同时也感谢和我曾经合作过的王云冈、孙宝光、刘家丽、陈天绿等，使我的以后的工作更加容易，在此感谢他们。

另外也感谢ARGO合作组的 S. Vernetto, R. Iuppa, G. Di Sciascio 等意大利同事，与他们的交流使我开阔了视野得到很大的提高。

在此感谢我的父母给与我无私的爱，为了我们的家，为了我的求学之路，付出了难以言状的艰辛，可以说他们的一生的劳作都是为了我们，仅以此论文献给我的父母。感谢我的姐姐在我无法回家照看父母的时候，给我父母的照顾。感谢我的弟弟在我没有能力照顾家时，初毕业把自己的积蓄补贴给家里。也感谢我的妹妹，在懂事的时候给家里带来欢乐。

最后感谢李翠娟在这么多年里，独自辛苦的工作，不求回报的等待我的毕业，对我的学业的支持和鼓励以及给予我和我家里人的关心和照顾。