

# 对 $10^{14}$ — $10^{16}$ eV 能区宇宙线多 $\mu$ 现象的分析

经才骧 荆贵茹 丁林坤 朱清棋

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

在不同成分初级宇宙线入射的情况下,用强子相互作用的 Scaling 模型加上大横动量喷注产生机制来模拟宇宙线多  $\mu$  现象.结果表明,重核对于深层地下多  $\mu$  事例中  $\mu$  子多重数高的事例有明显的贡献.但在重核为主的假设下,产生的事例数仍小于实验值,预示多  $\mu$  事例还有其他来源.多  $\mu$  事例的横向分布与实验基本一致.

## 一、引 言

1963年,在云室实验中发现一个典型的多  $\mu$  事例<sup>[1]</sup>. 5个平行的、能量为几十 GeV 的  $\mu$  子局限在 10cm 的范围内进入云室. 最近,有的作者把这个事例解释为最早得到的 B 夸克的证据<sup>[2]</sup>. 近年来,在深层地下的  $\mu$  子实验中又积累了一些事例<sup>[3,4]</sup>. 这些实验所研究的  $\mu$  子能量都在 TeV 量级,相应的初能在  $10^{14}$ — $10^{16}$ eV 能区. 从 KGF 组的实验结果看,高多重数多  $\mu$  事例的事例率比由低多重数多  $\mu$  事例的事例率的外推要高,各个  $\mu$  子也较为密集,所发表的四个多重数  $N_{\mu} \geq 8$  的事例其主干部分都局限在  $2 \times 2\text{m}^2$  的面积内<sup>[3]</sup>. 这些特征,引起了宇宙线研究者对高能多  $\mu$  现象的兴趣. 人们试图从超高能相互作用的模型,初级宇宙线成份、能谱、相对份额等方面来解释这些实验现象<sup>[5,6]</sup>. 但是,到目前为止,对这些现象的解释还不能令人满意. 人们正从实验和理论两方面进行更大的努力.

一方面,通过建造更大面积的地下  $\mu$  子探测器<sup>[7]</sup>来增大多  $\mu$  事例的实验样本;另一方面,利用在加速器能区已被证实的某些强相互作用特征以及在宇宙线实验中对  $10^{14}$ eV 以上能区的初级宇宙线成份的实验推测来对多  $\mu$  现象作进一步的分析<sup>[8]</sup>. 一般认为,今后一些年内,地下多  $\mu$  现象的研究将成为宇宙线超高能  $\mu$  子研究的主要方向<sup>[9]</sup>.

本文采用  $10^{14}$ eV 能区、SPS 加速器上 p $\bar{p}$  相互作用中关于总截面、次级粒子多重数、平均横动量、各种次级粒子的相对份额等最新实验结果<sup>[9]</sup>,并按照从 ISR 到 SPS 的变化规律外推到更高能量. 同时,使用强作用的 Scaling 模型,引进夸克、胶子大  $P_T$  喷注产生机制,并假定不同核成份的宇宙线初级粒子入射,通过 Monte-Carlo 方法模拟跟踪高能  $\mu$  子的

本文 1984 年 2 月 10 日收到.

1) 例如, T. Kitamura 在 17 届国际宇宙线会议的总结文章中曾说过:  $\mu$  束现象在即将到来的宇宙线研究领域中将作为最重要的数据资料.

产生和传播, 来分析地下多  $\mu$  实验, (主要与 KGF 组的实验结果作对比), 以期对这个能区的强相互作用性质和初级宇宙线成份作出某些判断。

## 二、模拟方法

1. 初级宇宙线成份和能谱. 为了检验多  $\mu$  现象对初级粒子成份的依赖, 假设两种不同的初级宇宙线束流入射: (i) 质子为主的初级粒子谱. 初级质子微分谱取为  $2.36 \times E^{-2.7}(\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec} \cdot \text{GeV})^{-1}$ . 氦核微分谱指数取为 2.7, 在每核子能量相同时, 质子和氦核的强度比取作  $P:\text{He} = 1:0.035$ . (ii) 混合粒子谱. 在初能小于 2PeV 时, 质子和氦核的微分谱指数为 2.7, 比例同 (i). 铁核的微分谱指数为 2.36. 初能超过 2PeV 时, 铁核占 65%, 并且, 所有成份的微分谱指数均为 3. 后一种初级粒子能谱模型, 反映了  $10^{15}$ — $10^{16}$  eV 能区宇宙线总粒子谱的转折。

2. 核-核碰撞采用相继碎裂模型<sup>[4]</sup>.

3. 根据不同能区加速器和宇宙线实验给出的核子-核子相互作用总截面的结果——ISR:  $\sigma_{\text{tot}} = 44\text{mb}$ , SPS:  $\sigma_{\text{tot}} = 66\text{mb}$ ,  $10^{14}$ eV 能区的宇宙线实验  $\sigma_{\text{tot}} \cong 70\text{mb}$ ——采用截面上升模型, 取强子与空气核相互作用平均自由程为:

$$\lambda = \lambda_0 E^{-0.06} (\text{g}/\text{cm}^2)$$

其中, 作用能量  $E$  的单位为 TeV,  $\lambda_0$  为 1TeV 时的平均自由程. 对质子:  $\lambda_0 = 80\text{g}/\text{cm}^2$ ; 对  $\pi$  介子:  $\lambda_0 = 120\text{g}/\text{cm}^2$ ; 对 K 介子:  $\lambda_0 = 140\text{g}/\text{cm}^2$ .

4. 非弹性系数在 0.1—0.9 均匀取样.

5. 根据从 ISR 到 SPS 实验对多重数的测量结果, 次级粒子带电平均多重数随能量上升而增加的关系取为:

$$\langle n_{ch} \rangle = 0.88 + 0.44 \ln s + 0.118 \ln^2 s$$

其中,  $s$  为质心系总能量平方, 单位为  $(\text{GeV})^2$ . 在核子-空气核碰撞中, 计入靶核效应, 总多重数取为:

$$\langle n_i \rangle = 1.5 \times A^{0.14} \times \langle n_{ch} \rangle$$

其中,  $A$  取为空气核的平均质量数. 每个事例的实际多重数服从 KNO Scaling.

6. 参照 SPS 实验对次级粒子种类的初步测量结果<sup>[9]</sup>, 取  $N_K/N_{\text{all}} = 12\%$ ,  $N_\pi/N_{\text{all}} = 79\%$ ,  $N_{\text{重子}}/N_{\text{all}} = 9\%$ . 其中,  $N_K$  为次级 K 介子总数;  $N_\pi$  为次级  $\pi$  介子总数,  $N_{\text{重子}}$  为次级总重子数,  $N_{\text{all}}$  为次级粒子总数.

7. 次级粒子纵向动量服从  $(1-x)^4/x$  分布. 其中,  $x$  为 Feynman Scaling 变量,  $x = 2P_{\parallel}/\sqrt{s}$ , ( $P_{\parallel}$  为质心系次级粒子纵向动量.) 在本文所研究的能区,  $x \cong E_i/E_0$ . 其中,  $E_0, E_i$  分别为实验室系入射粒子和次级粒子能量.

8. 次级粒子横动量分布取为:

$$F(P_T) \propto P_T \exp(-P_T/P_{T_0})$$

其中,  $P_{T_0} = \frac{1}{2} \langle P_T \rangle$ ,  $\langle P_T \rangle$  为平均横动量. 对核子,  $\langle P_T \rangle = 650\text{MeV}/c$ ; 对 K 介子,  $\langle P_T \rangle = 600\text{MeV}/c$ ; 对  $\pi$  介子,  $\langle P_T \rangle = 360\text{MeV}/c$ . 计入了大  $P_T$  喷注的产生和碎裂过程<sup>[10]</sup>.

9. 处理的衰变过程包括:  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ ;  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ ,  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ ;  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ;  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ . 对K介子衰变产物中的  $\pi^\pm$  考虑了  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$  的衰变过程. 由于  $\mu$  子的阈能取在 1TeV 以上, 忽略了  $\mu \rightarrow e \bar{\nu} \nu$  衰变过程.

在处理  $\pi$ 、K 的衰变和相互作用的过程中, 大气深度和厚度的关系用以下公式得到:

$$x(h) = \begin{cases} 1145 \times e^{-h/9100} - 112 & 0 < h < 10,000\text{m} \\ 1275 \times e^{-h/6427.6} & h > 10,000\text{m} \end{cases}$$

其中  $x$  是以  $\text{g}/\text{cm}^2$  为单位的大气厚度,  $h$  是大气的海拔高度, 以  $\text{m}$  为单位.

为和 KGF 实验作比较, 取到达海平面  $\mu$  子最小能量  $E_{\text{min}}^\mu$  为 2TeV. 在模拟过程中, 对核子、 $\pi$ 、K, 只要它们的能量大于  $E_{\text{min}}^\mu$  就进行跟踪. 把到达海平面、能量大于  $E_{\text{min}}^\mu$ , 并落入相应的探测器面积内的  $\mu$  子的能量、坐标、方向余弦等讯息纪录下来, 同时纪录该事例的初级粒子能量.

### 三、结 果

1. 按照以上模型, 首先计算了在海平面垂直方向上, 初级质子入射产生的能量大于 1TeV 的

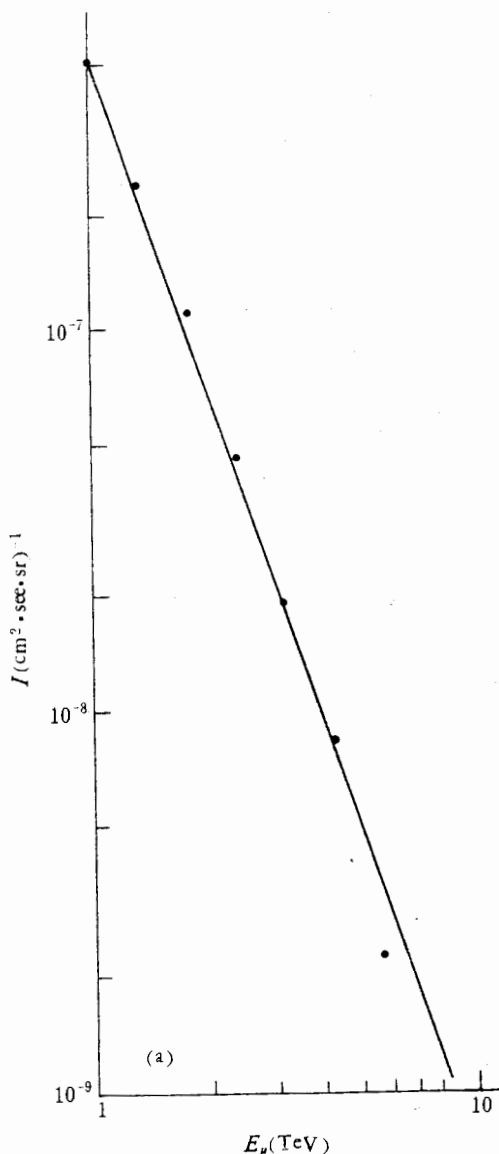


图 1(a) 海平面垂直方向  $\mu$  子积分能谱

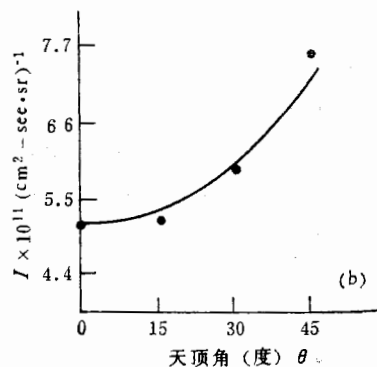


图 1(b)  $E_\mu = 1\text{TeV}$  处  $\mu$  子积分流强对天顶角  $\theta$  的依赖关系

$\mu$  子能谱. 得到积分流强  $I(E_\mu > 1\text{TeV}) = 5.1 \times 10^{-7} (\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec})^{-1}$ , 积分谱指数为 2.89. 取不同天顶角的初级质子入射, 所得到的  $\mu$  子积分流强在天顶角直到  $45^\circ$  时满足

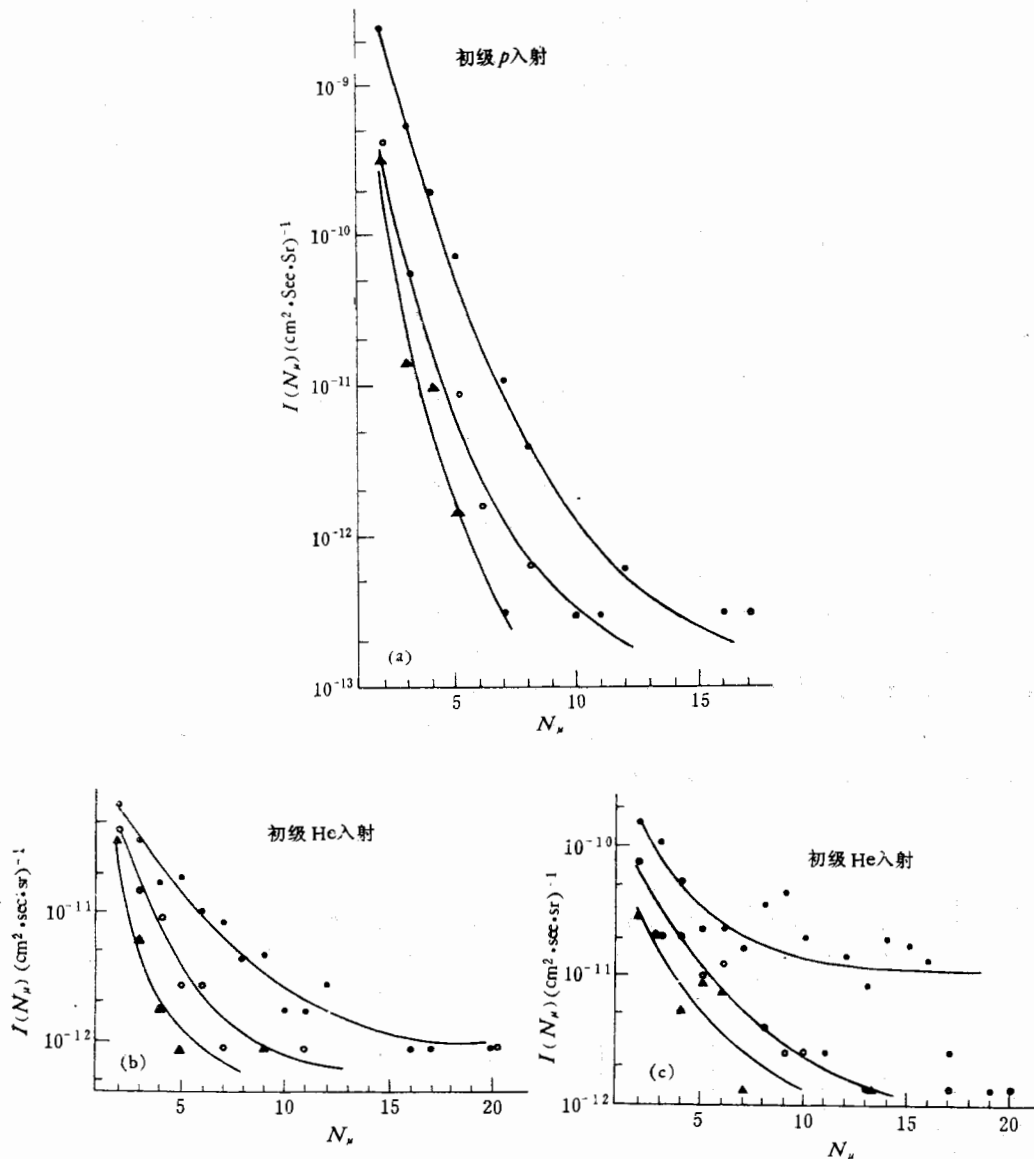


图 2 海平面  $E_{\mu} \geq 2\text{TeV}$  的多  $\mu$  事例流强与多  $\mu$  事例多重数之间的关系

●  $\infty$  探测器; ▲  $4\text{m}^2$  探测器; ○  $12\text{m}^2$  探测器

$\text{sec}\theta$  依赖关系(图 1)。

2. 对质子、氦核和铁核入射的情况分别作模拟计算。为了在海平面得到  $2\text{TeV}$  以上的  $\mu$  子, 初级粒子取不同的下限能量。质子:  $E_0 > 10\text{TeV}$ , 取样 32583 例;  $E_0 > 1000\text{TeV}$ , 取样 271 例。氦核:  $E_0 = 40\text{--}400\text{TeV}$  取样 2783 例;  $E_0 > 400\text{TeV}$ , 取样 169 例。铁核:  $E_0 = 168\text{--}2000\text{TeV}$ , 取样 411 例;  $E_0 > 2000\text{TeV}$ , 取样 46 例。模拟计算的结果表明, 质子、氦核和铁核都可以产生高能多  $\mu$  事例, 但事例率差别很大。图 2 给出在  $3375\text{hg}/\text{cm}^2$  标准岩石下(相应于海平面  $\mu$  子的最小能量为  $2\text{TeV}$ ), 由质子、氦核和铁核产生的多  $\mu$  事例的流强随多重数  $N_{\mu}$  的变化关系。

3. 表1列出了在模拟计算的样本中得到的全部  $N_\mu \geq 8$ , 并落在  $12\text{m}^2$  的探测面积内的多  $\mu$  事例。若考虑到 KGF 组发表的多  $\mu$  事例的特征, 即在  $12\text{m}^2$  的探测面积内, 四个  $N_\mu \geq 8$  的事例, 其  $\mu$  子的主干部分都局限在  $2 \times 2\text{m}^2$  的面积内。则应剔除 12-9-9, 12-9-5, 12-9-19 三个事例。由表1, 考虑了两种初级能谱的绝对强度和不同粒子的相对份额, 计算出  $12\text{m}^2$  探测面积内由模拟得到的  $N_\mu \geq 8$  的多  $\mu$  事例强度列于表2。再计入 KGF 实验的灵敏时间<sup>[3]</sup>, 则模拟计算给出的具有 KGF 实验事例特征的多  $\mu$  事例数为: (i) 若初级成份是质子为主, 产生的事例数为  $(0.7 \pm 0.5)$  个。(ii) 若初级成份是以铁核为主的混合成份, 得到的事例数为  $(3.1 \pm 1.3)$  个。而 KGF 实验的事例数为 4 个。

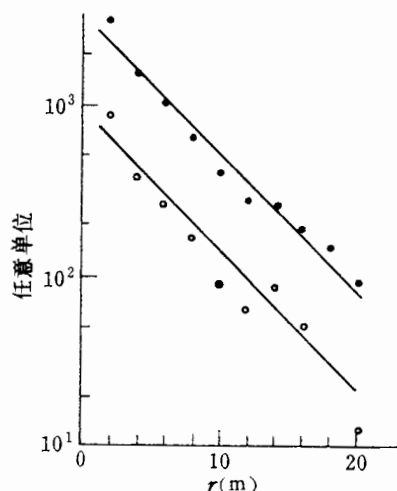


图3 多  $\mu$  事例  $\mu$  子的横向分布

● 质子为主的初级成分;

○ 铁核为主的初级成分

值。模拟结果: (i) 若初级成分以质子为主, 则  $r_0 = 5.27\text{m}$ ; 若初级成份以铁核为主, 则  $r_0 = 5.30\text{m}$ 。与 KGF 实验结果相符<sup>[12]</sup>。(ii)  $r_0$  对初级粒子种类不大灵敏。但若改变强子碰撞中次级粒子的平均横动量, 则  $r_0$  随之改变。

#### 4. 横向分布

多  $\mu$  事例中, 两个  $\mu$  子之间的距离服从指数分布  $\exp(-r/r_0)$ 。其中,  $r_0$  是两个  $\mu$  子之间距离的平均值。

表1 模拟计算中得到的  $N_\mu(12\text{m}^2) \geq 8$  的多  $\mu$  事例

入射粒子种类	事例号	初能 $E_0$ (TeV)	$N_\mu(\infty)$	$N_\mu(12\text{m}^2)$	$N_\mu(4\text{m}^2)^*$	$\Sigma E_\mu(\infty)$ (TeV)	$\Sigma E_\mu(12\text{m}^2)$ (TeV)	$\Sigma E_\mu(4\text{m}^2)^*$ (TeV)
P	11-22-225	9950	24	17	17	124	93	93
P	11-22-35**	4890	10	8	8	203	196	196
P	11-22-251	6970	16	8	6	100	74	69
He	12-8-101	1660	16	11	9	73	59	52
He	12-8-87	21800	41	20	15	208	90	65
Fe	12-9-8	3780	26	9	8	82	30	27
Fe	12-9-11	3830	42	9	8	157	32	29
Fe	12-9-3	4360	21	13	10	72	49	37
Fe	12-9-28	2870	14	8	7	49	28	26
Fe	12-9-23	6710	30	8	6	132	49	39
Fe	12-9-43	13300	38	17	15	464	73	68
Fe	12-9-30	8490	55	20	17	308	123	107
Fe	12-9-9	3290	34	8	5	159	39	31
Fe	12-9-5	4440	27	10		84	33	
Fe	12-9-19	4740	54	10	6	235	53	39

注:  $N_\mu$  和  $\Sigma E_\mu$  括弧中的数字是指探测器面积

\*  $N_\mu(4\text{m}^2)$  是指落入  $12\text{m}^2$  内的  $\mu$  子中局限在某一  $2 \times 2\text{m}^2$  内的最大可能的  $\mu$  子数,  $\Sigma E_\mu(4\text{m}^2)$  是与其相应的  $\mu$  子总能量。

\*\* 该事例落入  $12\text{m}^2$  的 8 个  $\mu$  子中有一个  $\mu$  子是大  $P_T$  喷注产物。在  $2 \times 2\text{m}^2$  内的 6 个  $\mu$  子中没有包括这个  $\mu$  子。

表 2  $N_{\mu}(12\text{m}^2) \geq 8$  的多  $\mu$  事例流强的模拟计算和 KGF 实验结果的比较

初级粒子类型	$I(\infty) \times 10^{11}$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{sr}$ ) <sup>-1</sup>	$I(12\text{m}^2) \times 10^{11}$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{sr}$ ) <sup>-1</sup>	$\frac{I(12\text{m}^2)}{I(\infty)} \times 100\%$
质子为主 (P + He)	2.47	0.262	10.6
其中 P	.73	.09	12.3
铁核为主 (P + He + Fe)	18.85	1.152	6.1
其中 He	1.74	.172	9.9
Fe	16.38	.89	5.4
KGF 实验		1.5	

注:  $I$  的括弧中的数字为探测器面积.

#### 四、结论和讨论

1. 本计算给出的 1TeV 以上单根高能  $\mu$  子积分谱, 其谱指数、绝对强度以及对天顶角的依赖关系都与实验相符. 这说明, 所采用的截面上升的作用模型是符合实际的, 强子产生、衰变及在大气中传播的模拟跟踪处理也是可信的.

2. 由图 2 可以看到, 高能多  $\mu$  事例的事例率明显地依赖于入射初级粒子的核成分: 多重数低的多  $\mu$  事例主要是质子和轻核的贡献; 而对多重数高的多  $\mu$  事例, 重核的贡献比质子和轻核要大得多. 表 2 说明, KGF 实验的四个窄束多  $\mu$  事例不可能由质子为主的计算得到解释. 但若取铁核为主的初级成份, 模拟得到的多  $\mu$  事例流强就较为接近于实验结果.

$10^{15}$ — $10^{16}$ eV 能区的初级宇宙线以铁核为主的看法, 是近年来流行的看法之一<sup>[6]</sup>. 我们的计算结果也有利于这种说法. 但是, 铁核产生的多  $\mu$  事例一般分布较宽(见图 4), 一些窄束事例不像是铁核引起的. 超高能区粲粒子或包含更重层子产生的  $\mu$  子是必须考虑的过程. 如果在  $10^{15}$ — $10^{16}$ eV 能区, 这种瞬态  $\mu$  产生截面上升较快; 如果在这个能区强子碰撞碎裂区的 Scaling 破坏, 次级粒子多重数增长比  $\ln S$  快, 都可能导致在质子入射时产生较多的多  $\mu$  事例. 目前实验给出的多  $\mu$  事例样本还比较小, 还难于对  $10^{14}$ — $10^{16}$ eV 能区的初级成份作出明确判断.

因此, 在地下  $\mu$  子实验中收集更多的高能多  $\mu$  事例, 对于判断  $10^{14}$ — $10^{16}$ eV 的初级宇宙线成份, 对于研究这个能区的重层子产生过程, 都是很有意义的.

3. 采用不同的初级粒子入射, 得到的多  $\mu$  事例各个  $\mu$  之间的平均横向距离  $r_0$  都约为 5m, 与 KGF 实验相符.  $r_0$  对强子作用的平均横动量依赖比较灵敏<sup>[4]</sup>. 本工作采用了 SPS 给出的较大平均横动量值, 同时引入了大横动量喷注产生机制. 模拟结果表明, 只在个别的多  $\mu$  事例中出现大横动量喷注产生的  $\mu$ , 这些  $\mu$  子远离事例的主干. 所以, 大横动量强子喷注对多  $\mu$  现象的贡献可以忽略. 测量高能多  $\mu$  事例的平均横向距离, 主要提供了平均横动量增长的消息.

4. 由图 2, 地下  $\mu$  子探测器的面积对被纪录的多  $\mu$  事例流强有明显的影响. 当探测器

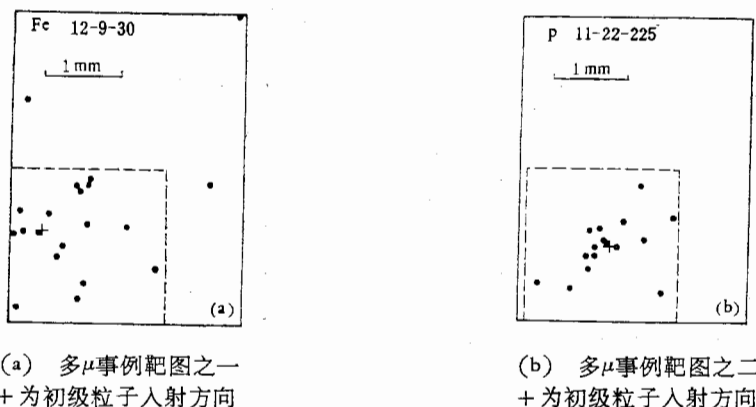
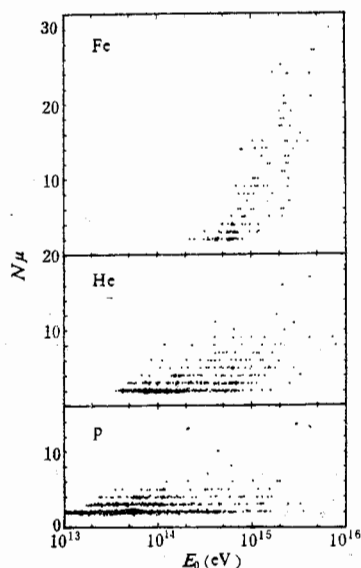


图 4

图 5 在不同初级核成分入射时多 $\mu$ 事例多重数  $N_\mu$  与初能的关系

面积减小时,多 $\mu$ 事例流强很快下降,多重数越高,降得越多。也就是说,有限大小的探测器很快地降低了可观察到的多 $\mu$ 事例的多重数。由表 2 看到,有限面积的探测器对重核引起的多 $\mu$ 事例的记录效率低于质子引起的多 $\mu$ 事例的记录效率。这是因为,在相同的初能(每核总能)下,重核产生的多 $\mu$ 事例其 $\mu$ 子的平均能量比质子产生的要低,所以其散开(Seperation)比质子和轻核大。因此,为提高多 $\mu$ 事例,特别是高多重数的多 $\mu$ 事例的探测效率,必须尽可能增大探测器的面积。

分析表明,如果深层地下的多 $\mu$ 实验能配上地面的空气簇射阵列来确定初级粒子的初能,将一部分质子引起的事例和铁核引起的事例分开,有可能对  $10^{14}$ — $10^{16}$ eV 能区的初级宇宙线提供一些消息。从模拟计算得到的高多重数多 $\mu$ 事例的靶图(图 4)来看,在相同的初能区,由初级质子产生的高多重数事例中的 $\mu$ 子比由重核产生的高多重数多 $\mu$ 事例的 $\mu$ 子更为密集,并且更集中于原初入射方向。从 $\mu$ 子多重数  $N_\mu$  对事例初能  $E_0$

的依赖(图 5)也可看到不同核成分的差别。所以,如果多  $\mu$  实验能报道事例的多重数、横向特征以及初能,就能区分一部分质子和铁核引起的事例,这对决定  $10^{14}$ — $10^{16}$ eV 能区的初级粒子成分、相对丰度以及强子作用特征,都有很明显的意义。

本模拟计算是在高能物理所 320 机上完成的,感谢机组的大力支持。

### 参 考 文 献

- [1] S. Miyake et al., *Journal of Phys. Soc. of Japan*, 18(1963), 464.
- [2] Y. Muraki, 17th ICRC, Paris, 7(1981), MN 3—8.
- [3] M. R. Krishnaswamy et al., 16th ICRC, Kyoto, 13(1979), 378.
- [4] J. W. Elbert et al., 17th ICRC, Paris, 7(1981), 42.
- [5] Y. N. Vavilov et al., 17th ICRC, Paris, 7(1981), 38.
- [6] J. W. Elbert et al., *Phys. Rev.*, D27(1983), 1448.
- [7] T. Aoki et al., 18th ICRC, Bangalore, 7(1983), 58.  
P. K. F. Grieder, 18th ICRC, Bangalore, 7(1983), 59.  
T. L. Asatiani et al., 18th ICRC, Bangalore, 7(1983), 60.
- [8] M. R. Krishnaswamy et al., 18th ICRC, Bangalore, 7(1983), 52.  
T. K. Gaisser et al., 18th ICRC, Bangalore, 7(1983), 53.  
Y. Muraki et al., 18th ICRC, Bangalore, 7(1983), 54.
- [9] J. G. Rushbrooke, CERN/EP 82—157, (1982).
- [10] 丁林垠、朱清棋、郭可尊,高能物理与核物理,6(1982), 657. Ding Lin-Kai et al., ICR-Report-107-83-1 (1983).
- [11] 丁林垠、荆贵茹,高能物理与核物理,7(1983),129.
- [12] M. R. Krishnaswamy et al., 15th ICRC, Plovdiv, 6(1977), 161.

## ANALYSIS ON COSMIC RAY MULTI- $\mu$ PHENOMENA IN ENERGY REGION $10^{14}$ — $10^{16}$ eV

JING CAI-LIU JING GUE-RU DING LIN-KAI ZHU QING-QI

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

Under the condition of the primary cosmic ray incidence with different composition, the multi- $\mu$  phenomena are simulated by the scaling model of the hadronic interactions included by the mechanism of jet production with large transverse momentum. The results show that the primary heavy nuclei contribute significantly to the large  $\mu$ -multiplicity events observed at deep underground. But even the heavy nucleus dominant primary model is used, the multi- $\mu$  event rate simulated is still lower than the experimental data and it suggests the existence of other multi- $\mu$  sources. The lateral distribution of multi- $\mu$  events is in accordance with experiments.