

# 宇宙綫高能粒子与液体閃爍体的核相互作用\*

王世偉 况浩怀 袁余奎

## 提 要

利用放置在海拔3185米处的多板云室,以液体閃爍体作靶,研究宇宙綫高能粒子产生的核相互作用。本文分析了18个由荷电粒子引起的核作用事例,用 Castagnoli 公式求得初能平均值  $\bar{E}_0 = (41 \pm 8) \text{Bev}$ , 荷电粒子平均多重性  $\bar{n}_c = 4.9 \pm 0.3$ , 以  $x = \lg r_c \lg \theta_c$  为变量作次級粒子的角分布,发现  $dN/dx$  分布可能存在着两个峯,文中試用二心模型对此角分布进行了討論。

近年来,发表了一些用云室研究宇宙綫产生的高能核相互作用結果<sup>[1-4]</sup>。我們也利用多板云室安排了一个实验,对此問題进行研究,本文叙述实验所得的一些結果。

## 一、仪器及实验布置

**1. 云室** 本实验所用云室是一个照明体积为  $45 \times 45 \times 18 \text{ cm}^3$  的多板室。云室内充氩气,总气压  $\sim 600 \text{ mmHg}$ 。凝結液是酒精与水的混合液体,其质量比为 3:2。安置云室房間的温度控制在  $20^\circ\text{C}$  左右。云室膨胀比为 1.10。云室两侧各用二根閃光管照明,每根閃光管用  $200 \mu\text{f}$  电容充电至  $2100\text{V}$  作为能源。在离云室照明深度中心面  $152 \text{ cm}$  处,平行放置二照相机,其間距离为  $40.7 \text{ cm}$ ,光圈用  $f/6.5$ 。

云室内用一个黃銅盒作靶盒,其容积为  $39 \times 21 \times 6.5 \text{ cm}^3$ 。靶盒下面装有四块鉛板,鉛板的厚度依次为  $0.63, 0.63, 1$  及  $2 \text{ cm}$ 。

云室的装配如图1所示。

**2. 靶及靶盒** 为了有效地选择輕物质中的核作用事例,采用液体閃爍体作为靶物质,并利用它输出的脉冲与 G-M 計数管输出脉冲配合来控制云室的膨胀、照相。閃爍体的主要成分是二甲苯,在一升閃爍体中溶有 4 克对联三苯及 0.35 克 POPOP 用作发光及移动光譜的材料。閃爍体盛在容积为  $20 \times 15 \times 5.5 \text{ cm}^3$  的鋁盒中。鋁盒的一端开有两个玻璃窗口,可同时利用两个光电倍增管来记录閃爍体荧光,但在实际操作中只用了一个光电倍增管。图2表示靶盒内閃爍探测器的装置。光电倍增管采用  $\Phi 3\text{V}-25$  型,加总高压  $1500\text{V}$ ,供給各倍增管电压的分压电阻放在云室頂上。由靶盒中接一条塑料管到云室外,各級电压均用絕緣导綫經此管引至云室

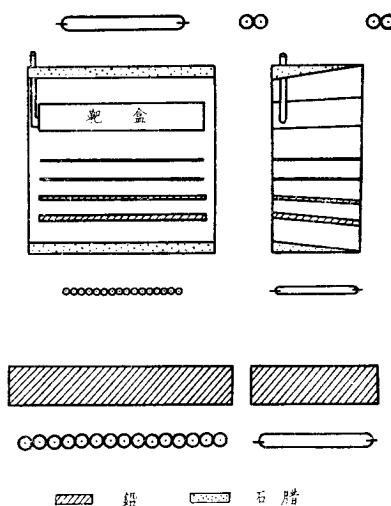


图1 云室装配图

\* 1962年10月22日收到。

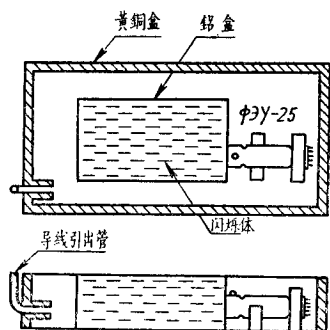


图2 靶盒内闪烁探测器的装置

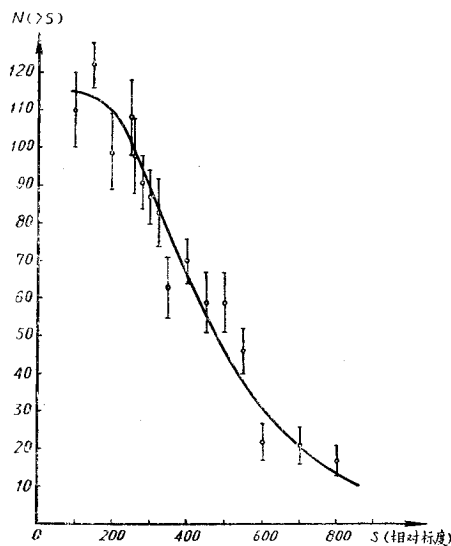


图3 闪烁体记录荷电穿透性粒子输出脉冲振幅的积分分布

靶盒内,  $\Phi 3Y-25$  输出的脉冲讯号也用电缆自该管引出。

**3. 闪烁探测器输出脉冲振幅的校正** 设荷电粒子在闪烁体中的电离损失为  $I$ , 此时闪烁探测器输出脉冲振幅为  $S$ 。为了确定相应于单个单电荷最小电离粒子穿过闪烁体时输出脉冲的振幅  $S_0$ , 我们进行了下述测量: 按图1装置, 当闪烁体脉冲与  $B \geq 1, C \geq 1$  计数管脉冲三重符合时, 即当有射程  $R \geq 14\text{cm}$  铅的荷电粒子通过闪烁体时, 测量  $\Phi 3Y$  输出脉冲振幅的积分分布。所得结果如图3所示, 图中横轴是脉冲振幅  $S$  的值(相对标度), 纵轴是单位时间测得振幅大于  $S$  的脉冲数  $N(>S)$ 。对有机闪烁体, 闪烁荧光强度与快速荷电粒子在其中的电离损失  $I$  成正比, 就单电荷粒子而言, 只要粒子速度  $\beta = \frac{v}{c} > 0.5$  时, 比例关系就成立。在我们条件下, 选择的主要是动能  $\geq 200\text{Mev}$  的  $\mu$  介子, 即  $\beta \geq 0.94$ , 因而有  $S \propto I$  的关系。

另一方面, 当单电荷粒子速度  $\beta \geq 0.7$  时, 它通过一定厚度物质的电离损失平均值  $\bar{I}$  就接近于恒定的极小值  $I_0$ , 我们所用闪烁体厚度为  $5\text{g/cm}^2$ , 相应的  $I_0 \approx 8\text{Mev}$ 。当  $\bar{I}$  为恒定值时,  $I$  之分布在理论上已作过计算, Rossi<sup>[5]</sup> 对计算结果有详细介绍。因为高速荷电粒子能够打出少数较大能量的  $\delta$  电子, 这种  $\delta$  电子的数目少, 统计涨落大, 因而造成电离损失  $I$  之分布是不对称的, 分布的可几值  $I_p$  与平均值  $\bar{I}$  不相等, 而是  $I_p < \bar{I}$ 。当入射粒子速度越快, 靶物质越薄, 此种不对称性就越明显, 相应的  $I$  之分布宽度也更宽一些。

我们选择主要是  $E > 200\text{Mev}$  的  $\mu$  介子, 闪烁体之厚度为  $5\text{g/cm}^2$ , 符合文献[5]中规定的“薄物体”的条件, 即此时  $I$  之分布已具有明显的不对称性, 不对称参数  $\lambda \approx 1.4$ , 但按理论计算  $I$  之分布相对宽度应小于  $10\%$ 。现在一般闪烁探测器的分辨率是  $\geq 10\%$ , 在我们条件下, 闪烁体较大, 盛闪烁体的铝盒反光情况不绝对理想, 又由于受具体实验安排的限制,  $\Phi 3Y-25$  只能放在铝盒最长尺寸的一端, 这些都造成对闪烁体内不同区域所发荧光的搜集效率不同, 因而我们所用闪烁探测器分辨率应比  $10\%$  坏。图3中的平滑曲线

就是假定探测器的分辨率为 40%, 分布的可几值  $S_p = 320$ , 不对称参数  $\lambda = 1.4$  计算的积分分布, 分布的平均值  $S_0 \approx 480$ . 此分布与实验点基本符合.

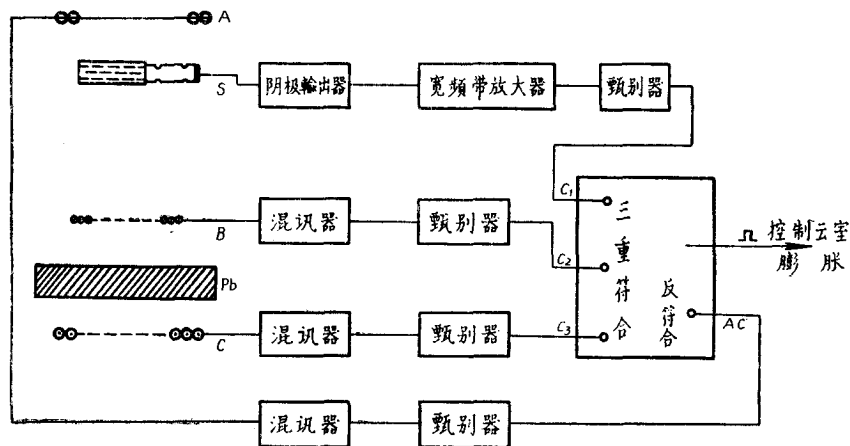


图 4 控制云室膨胀的计数管及线路系统

**4. 云室膨胀的选择条件** 控制云室的计数管及线路系统的方块图如图 4 示, 我们采用的选择条件是当  $S \geq 3S_0$ ,  $B \geq 2$ ,  $C \geq 2$ ,  $A = 0$  时云室膨胀照相, 平均每小时照相 3.2 次.

用闪烁体作靶, 并利用它输出的脉冲与 G-M 计数管脉冲符合来控制云室, 其结果增加了选择轻物质中核作用的效率; 同时, 因闪烁体中含有碳氢两类原子, 其原子数之比为  $H/C = 1.25$ , 按几何截面计算, 核作用中约有 20% 事例是入射粒子与氢核(自由质子)之作用. 这些都是我们所希望的.

## 二、事例选择、测量及数据

**1. 事例选择** 用上述装置在海拔 3185 米高山实验室进行实验, 云室开动的有效时间约为 900 小时, 共得到 2920 对立体照片. 照片放在立体看片器上扫描两次, 找到闪烁体及铅盒中产生的核作用事例 60 个, 云室内其它物质中的核作用事例约 200 个.

我们按照下述规则, 选择出部分闪烁体中的核作用事例来进行测量分析:

- (1) 原初粒子是荷电的.
- (2) 次级粒子径迹往上延长后交于一点, 此点(即核作用点)应在闪烁体中, 离边界的距离应大于 5mm.

(3) 原初粒子及次级粒子的空间方向应不和动量平衡矛盾. 一些事例原初粒子方向的深度 Z 分量, 与所有次级粒子(包括  $\pi^0$  衰变产生的  $\gamma$ -光子)簇射方向的 Z 分量不一致. 在闪烁体中的作用此类事例有三个, 它们的 Z 方向分布如图 5 所示. 在铅盒中的作用此类事例有 5 个. 这种事例可能

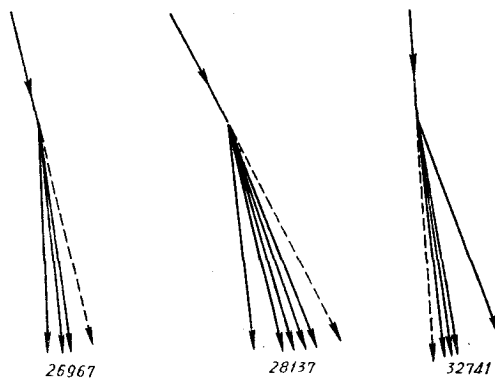


图 5 深度 Z 方向原初粒子与次级粒子簇射方向不一致的事例

是由于中性重(非 $\pi$ )粒子没有观察到造成的。此外,这些事例多是在照明深度偏前或偏后的区域,也可能有一些荷电次级粒子逃出照明区域,没有被观察到。也有可能这种事例本是由中性粒子引起的,而在云室的第一格偶然重合了一条荷电粒子径迹。这些事例没有选用。

(4) 事例各次级粒子径迹能够区分,在核作用中产生有 $\pi^0$ ,  $\pi^0$ 衰变为2个 $\gamma$ 光子,这些 $\gamma$ 光子可能在黄铜靶盒下面就转变为电子时,区分这种电子对与其它荷电粒子的方法是:电子对的夹角很窄,常呈现为一条二倍弱电离的径迹;电子对通过铅板要产生电磁级联簇射。这些性质与荷电次级粒子( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $P^\pm \dots$ )不同,但少数事例由于初能较高,次级粒子角分布很窄,次粒子数又较多,往往各种径迹相互混杂,难于区分,这种事例无法进一步测量分析,因而也不选用。

根据上述规则选择,共得18个由荷电粒子在闪烁体中产生的核作用事例,对这些事例进行了测量分析。

**2. 事例的测量** 本实验主要是测量各个核作用每条径迹的空间位置,进而计算各个次级粒子与原初粒子的空间夹角。在我们实验中除了极少数情况外,都不能测定荷电粒子的动量,因而不能用平衡横向动量的方法来测定中性粒子引起作用事例的原初方向,所以没有选择中性事例。测量所用仪器及方法在[6]中有详细介绍,对前述选择出的18个闪烁体事例测量出次粒子发射角 $\theta_i$ ,表在 $x = \lg \gamma_c \cdot \lg \theta_i$ 坐标上,由图6示出。

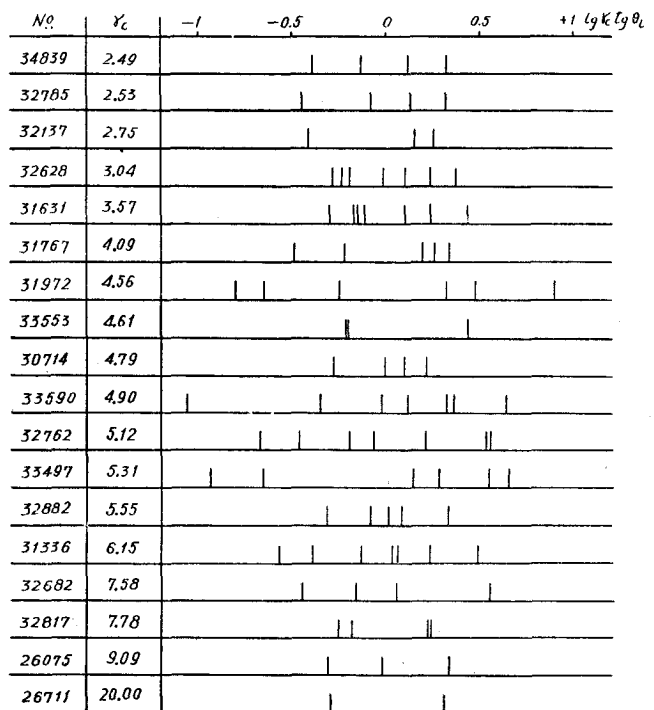


图6 闪烁体事例各次级粒子角分布,图中所标 $\gamma_c$ 值系由Castagnoli公式求出(参看§III-1)

原初粒子径迹在云室靶盒上一格空间,作用产生的各次级粒子的径迹,在靶盒下一格空间。为了检验在云室膨胀中,靶盒上下两格气流对径迹的影响,我们按 $S \geq S_0$ ,  $B \geq 1$ ,

$C \geq 1$ ,  $A = 0$  的规则, 选择能量  $E \geq 300$  Mev 的  $\mu$  介子 (铅吸收体加厚为 24 cm), 照了一组照片, 测量径迹在靶盒上下两格间的相对位移, 结果发现存在着如图 7 所示的畸变。在正面  $X$  方向, 畸变较小, 在中心区域基本无畸变, 靠云室两侧畸变差矩平均值  $\overline{\delta x_1} \approx 0.5$  mm,  $\overline{\delta x_2} \approx 2.5$  mm。在深度  $Z$  方向存在着较大的系统平移, 平均  $\overline{\delta z_1} = 15-21$  mm,  $\overline{\delta z_2} = 21-27$  mm (不同区域内的  $\delta z$  不同), 由这些数值估计上下两格径迹间存在  $\sim 3^\circ$  的系统角度误差。在我们事例的能量范围, 这个误差影响不大, 我们事例次级粒子的平均半张角约为  $12^\circ$ 。曾经计算部分事例作系统角度校正与不作系统角度校正所算的平均初能、次级粒子在质心系中的角分布的形式差别都不大。

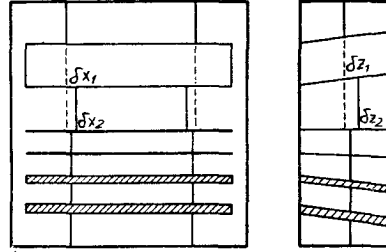


图 7 云室径迹的畸变

其次, 为了估计测量角度的误差, 将一个核作用事例进行多次独立的测量, 由每次测量的角度作出一个分布, 由分布的宽度定出每次测量角度的误差为  $\pm 2^\circ$ 。

### 三、数据分析、结果及讨论

**1. 初能的确定** 在我们实验条件下, 只能根据核作用中所产生的次级粒子角分布来推算原初能量。

由角分布推算初能的基本假定是 (i) 次级粒子在碰撞质心系 ( $C$  系) 中, 对称于垂直方向的平面发射 (或者称为前后对称发射, 此假定一般简称为对称性假定)。 (ii) 次级粒子在  $C$  系中的速度  $\beta_{ic} = \beta_c$ ,  $\beta_c$  为  $C$  系对于实验室系 ( $L$  系) 的运动速度。

在上述假定下可以推得<sup>[7]</sup>

$$\lg \gamma_c = -\frac{1}{n_s} \sum_{i=1}^{n_s} \lg \lg \theta_{ii} \pm \frac{\sigma}{\sqrt{n_s}}, \quad (1)$$

式中  $\gamma_c = 1/\sqrt{1-\beta_c^2}$ , 系  $C$  系对  $L$  系运动的 Lorentz 因子,  $n_s$  为次级荷电粒子数,  $\sigma = \sqrt{\Sigma(\lg \lg \theta_{ii} - \overline{\lg \lg \theta_{ii}})^2 / (n_s - 1)}$ 。式(1)一般称为 Castagnoli 公式。

若核作用是核子-核子碰撞, 则初能

$$E_0 = (2\gamma_c^2 - 1)Mc^2, \quad (2)$$

式中  $M$  表核子静止质量,  $Mc^2 = 0.94$  Bev。

我们实验所用的靶是液体闪烁体, 它由碳氢两种元素组成。Barker 等<sup>[8]</sup>在加速器上用铝 ( $A = 27$ ) 和铍 ( $A = 9$ ) 作靶, 研究 10—30 Bev 质子入射引起的核作用, 从所得结果他们认为用入射质子与靶核中一个核子作用的观点来分析实验结果是有意义的。因此假定我们得到的核作用事例是核子-核子作用或核子-准核子作用, 利用(2)式即可求出作用事例的原初能量。

测定了核作用事例中各次级粒子与原初粒子的夹角  $\theta_{ii}$  后, 按(1)式计算的  $\gamma_c$  值列示图 6 中, 将 18 个闪烁体事例的  $\gamma_c$  值加权平均, 得

$$\bar{\gamma}_c = 4.72 \pm 0.43.$$

由(2)式得

$$\bar{E}_0 = (41 \pm 8) \text{Bev}.$$

在相同的假定下, Duller, Warker<sup>[11]</sup> 用作图法来定  $\gamma_c$  值, 利用此方法处理 18 个閃爍体中的作用事例得

$$\bar{\gamma}_c = 4.77 \pm 0.33,$$

$$\bar{E}_0 = (42 \pm 6) \text{Bev},$$

与(1)式得到的結果一致.

Galtieri 等<sup>[9]</sup> 曾用实验验证过(1)式确定初能的可靠性, 他们利用 CERN 加速器的 27 Bev 的质子照射乳胶, 选择  $N_h < 5$  的事例, 用公式(1)、(2)确定的初能平均值比真实值偏高约 1.2 倍, 即在此能区用公式(1)、(2)确定初能不会有太大的系统偏差. 因此, 我们采用按(1)、(2)式求出的初能平均值作为本实验所得閃爍体事例的初能平均值, 即

$$\bar{E}_0 = (41 \pm 8) \text{Bev}.$$

**2. 多重性** 18 个閃爍体中作用事例, 次级荷电穿透性粒子数的平均值为

$$\bar{n}_s = 4.9 \pm 0.3,$$

所标误差只是统计误差.

为了研究平均多重性  $\bar{n}_s$  与初能  $E_0$  的关系, 收集了几组加速器和云室工作的结果, 这些结果都是用轻物质作靶或虽用乳胶但事例都按选择核子-核子作用标准经过选择, 因而可能大部分是核子-核子作用, 并且也是被当作核子-核子作用讨论的. 这些结果和我们所得结果一并列于图 8; 图上直线是以  $E_0 = 25 \text{Bev}$  时,  $\bar{n}_s = 4.0$  (这是 CERN<sup>[12]</sup> 用氩气泡室研究  $P-P$  作用结果) 为基准, 按  $\bar{n}_s$  随  $E_0^{1/4}$  增加画的. 由图 8 看到, 除了 Hansen, Fretter 的结果在 1000 Bev 的点偏低外, 几组结果都很接近上述直线.

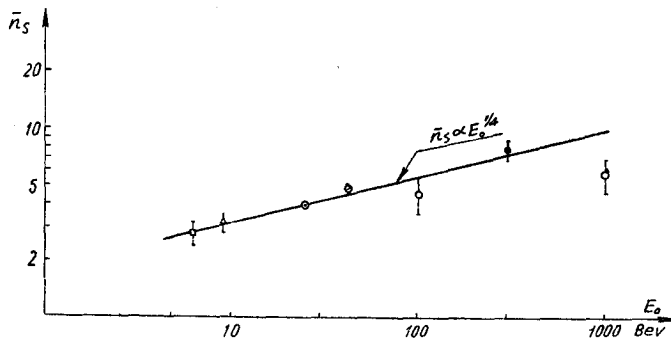


图 8  $\bar{n}_s$  与  $E_0$  的关系

— Kalbach 等<sup>[10]</sup>, — Barashenkov 等<sup>[11]</sup>,  
 ⊙ Cocconi<sup>[12]</sup>, — Hansen, Fretter<sup>[2]</sup>,  
 — Dobrotin 等<sup>[8]</sup>, — 本实验

**3. 次级粒子的角分布** 在  $\beta_{ic} = \beta_c$  的假定下, 可以利用

$$\text{tg}(\theta_c/2) = \gamma_c \text{tg} \theta_l,$$

将  $\theta_l$  变换为  $\theta_c$ ; 其中  $\gamma_c$  由前述 Castagnoli 公式 (§ III-1 中的(1)式)确定. 这样求得 18 个事例加在一起的微分角分布表示为图 9. 可以看出, 次级粒子在  $C$  系中的角分布, 趋于在  $\theta_c = 90^\circ$  附近有极小值的各向异性.

图 10 是按 von Lindern<sup>[13]</sup> 提出的方法对 18 个事例作出的  $\frac{dN}{dx}$  对  $x$  的微分角分布,

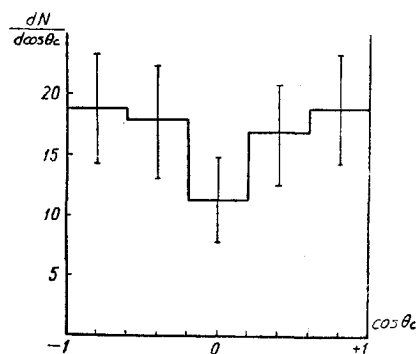
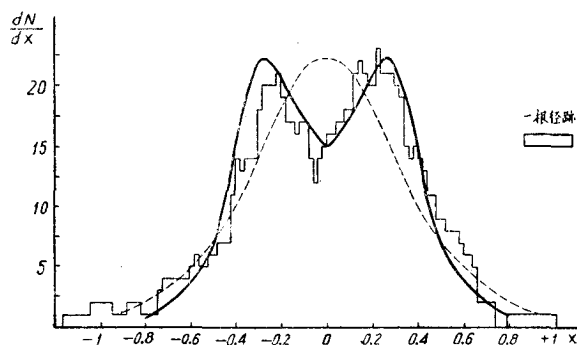


图9 次级粒子在质心系的角分布

图10 在  $x = \lg \gamma_c \lg \theta_l$  上的微分角分布. 块图代表由 18 个事例所得的总结果, 虚线和实线的意义见正文.

$x = \lg \gamma_c \lg \theta_l$ ; 此分布的标准偏差  $\sigma = \sqrt{\sum x_i^2 / (n_s - 1)} = 0.38$ . 假若次级粒子在  $C$  系中是各向同性地发射,  $\frac{dN}{dx}$  的分布形式应为  $\frac{dN}{dx} = 2 N_0 \ln 10 [10^{2x} / (1 + 10^{2x})^2]$ , 即图 10 中的虚线. 实验得到的  $\frac{dN}{dx}$  分布与假定次级粒子在  $C$  系中各向同性发射的  $\frac{dN}{dx}$  分布相比, 在  $x = 0$  处粒子数较少, 在  $x \simeq \pm 0.27$  处呈现两个峰.

图 11 是和图 10 相对应的次粒子积分角分布, 即  $\lg F / (1 - F) - \lg \lg \theta_l$  图, 式中  $F$  是包含在  $\theta_l$  内粒子数与总粒子数的比值, 此分布也与直线有偏离.

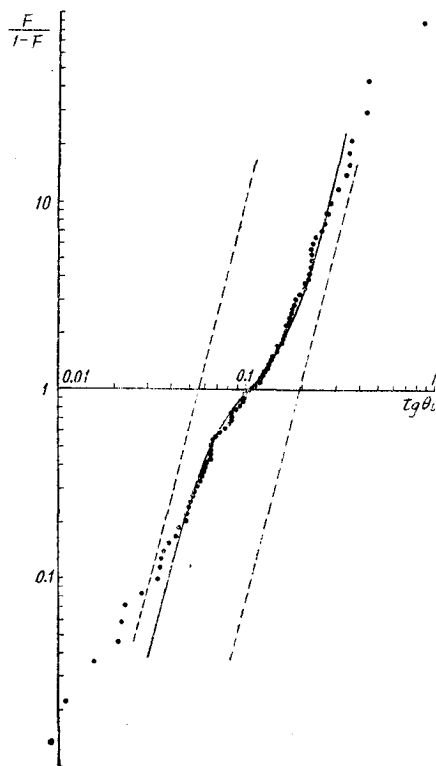
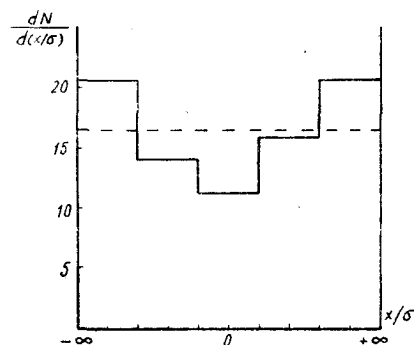


图11 次级粒子的积分角分布

图 12 是按 Gierula 等<sup>[14]</sup>的方法作的  $dN / d(x/\sigma)$  分布.  $x/\sigma$  的间隔选取是使在  $C$  系中按各向同性分布时每个间隔内的粒子数相等. 假设客观分布在  $C$  系中是各向同性, 而实验分布系由统计涨落造成, 用  $\chi^2$  检定得到, 这个分布不是各向同性的几率为 0.78. 虽然  $\chi^2$  检定给出的不是各向同性的几率不算太高, 但下述几

图12 在  $x/\sigma$  坐标上的角分布, 块图代表实验结果, 虚线表示各向同性分布.

点值得提及:

(1) 我們用以作分布的 18 个事例, 是合乎 § II-1 中事例选择規則的所有事例, 这些規則只是測量中的一般选择事例的必要規則, 並沒有对事例因角分布的可能不同而引起的取舍偏見.

(2) 就单个事例而言,  $\frac{dN}{dx}$  分布上具有两个峯相当于在  $L$  系中次級粒子发射具有内外錐結構, 即約半数的次級粒子集中在較小的  $\theta_i$  角內, 而其余粒子的发射角則很大. 我們得到的事例由于多重性較小, 不容易看出内外錐結構, 但仍有少数事例可以明显的看出. 事例 26003<sup>1)</sup>,  $(0 + 9_p)$  为在鋁中产生的作用, 其內錐的 5 个粒子集中在  $\theta_i \leq 5^\circ$  的角內, 外錐的 4 个粒子的发射角都在  $20^\circ$  以上, 角分布的标准偏差  $\sigma = 0.4$ . 按(1)(2)式求得的此事例初能  $E_0 \approx 70$  Bev. 图 13 是此事例的  $\lg F/(1-F)$  分布, 此分布很难用一条直綫表示, 在  $\theta_i = 90^\circ$  附近, 次級粒子数  $\sim 0$ , 内外錐在图上明显的分为两支. 图 14 是内外錐粒子分开作的  $\lg F/(1-F)$  分布, 它們分別落在大致平行的两条直綫上, 內錐粒子相应的直綫的斜率为  $5.4 \pm 0.9$ , 外錐的是  $4.4 \pm 1.3$ . 二直綫与横軸交点的距离  $\Delta = 0.60$ , 除此事例外, 还有一些事例也显示出在  $x = 0$  处附近次級粒子数較少的象征(見图 6).

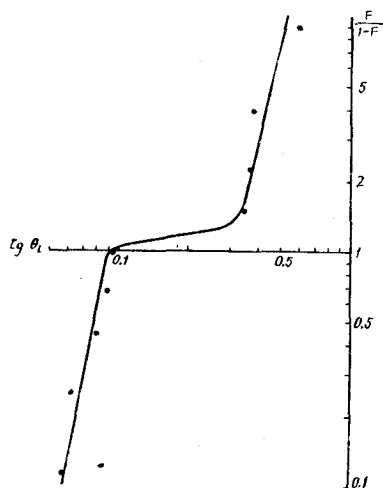


图 13 事例 26003 的积分角分布. 曲綫是参照图 14 上二直綫的位置、斜率画的.

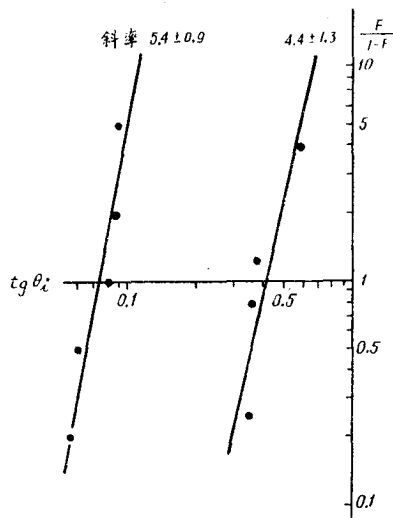


图 14 事例 26003 内外錐粒子分开作的  $\lg F/(1-F)$  分布

在相同能区 (10—100 Bev) 里, 几組工作者的結果与我們的不同. Siddheswar Lal 等<sup>[4]</sup>用多板云室以碳作靶, Ciok 等<sup>[15]</sup>用乳胶研究, 他們都得到当  $E_0 \lesssim 100$  Bev, 次級粒子的微分角分布  $\frac{dN}{dx}$  近似符合于在  $C$  系中为各向同性. Gierula 等<sup>[14,16]</sup>的結果也表明, 只有  $E_0 > 1000$  Bev、 $\sigma > 0.6$ 、 $N_h \leq 5$ 、 $n_s \leq 20$  的事例,  $\frac{dN}{dx}$  才有两个峯的分布形式. 如果我們的結果被更多的实验数据所証实, 則双峯形式的角分布不仅在  $E_0 > 1000$  Bev 的情

1) 此事例因不是在閃爍体中产生, 沒有包括在 18 个閃爍体事例中.

况下可能存在, 即令在  $E_0$  为数千亿电子伏的情况下也可能存在。

对双峯形的  $\frac{dN}{dx}$  分布或双支型的  $\lg F/(1-F)$  分布的解释, 一般是假设两个高能粒子碰撞后, 形成两个介子发射中心, 它们在  $C$  系中各自沿与入射方向成  $0^\circ$  与  $180^\circ$  的方向飞行, 且独立地发射次级粒子(見文献[15]和文献[17]及其上所引文献)。根据这个假定分析数据, 工作[15]、[16]、[17]得到次级粒子在各个发射中心为静止的坐标系内的发射是各向同性的。在这样的二心模型前提下的  $\frac{dN}{dx}$  分布应为两个  $\sigma_0 = 0.39$  的单峯分布迭加, 因而只有当迭加后的分布的  $\sigma \geq 0.6$  时, 二峯才能分开<sup>[16]</sup>。我們的 18 个閃爍体事例中  $\sigma > 0.6$  的只有两个, 总  $\sigma$  的平均值等于 0.38, 按此种二心模型二峯应是不开的。

若仍采用二心模型来解释我們的实验結果, 那么每个单峯的标准偏离应小于 0.39, 亦即每个发射中心在自身静止的坐标系中发射次级粒子的角分布在垂直方向有极大。考虑到前述 26003 号事例的情况, 我們試探作如下的  $\lg F/(1-F)$  图: 画两条斜率等于 4 的直綫, 每条直綫与横軸的交点对应于实验  $\frac{dN}{dx}$  分布的二个峯的位置(图 11 上的虚綫), 然后将此二直綫迭加起来得总的积分分布(图 11 上的实綫)。此分布与实验点在大部分区域符合得相当好, 在  $x < -0.6$  区域, 实验点与曲綫有歧离, 和这些点相应的径迹的  $\theta_l \lesssim 2.5^\circ$ , 而本实验的角度測量誤差为  $3^\circ$ 。与此积分分布相对应的微分分布表示为图 10 上的实綫, 也基本上与实验分布符合的。与此类似, Hiesegawa<sup>[18]</sup> 分析乳胶中的高能核作用事例指出, 次级粒子可能由一个、两个或两个以上的中心发射, 每中心发射粒子不是各向同性而是在垂直方向有极大。

#### 四、主要結果

分析 18 个由宇宙綫荷电粒子在液体閃爍体中的核作用事例的主要結果是:

- (1) 初能平均值为  $\bar{E}_0 = (41 \pm 8) \text{ Bev}$ 。
- (2) 次级荷电粒子平均多重性  $\bar{n}_s = 4.9 \pm 0.3$ 。
- (3) 以  $x = \lg \gamma_c \lg \theta_l$  为变量作的角分布  $\frac{dN}{dx}$  可能存在着两个峯。

本工作是在肖健先生指导下进行的, 霍安祥同志、郑仁圻同志對我們也作了許多指导, 郑仁圻同志还参加了前期实验工作, 特此致以衷心的感謝。許多同志对本工作提出宝贵的建議, 王德安、丁林凱、蔡邦鑑、张竹湘等同志协助我們进行測量、計算及繪图工作, 在此一并表示感謝。

#### 参 考 文 献

- [1] Duller, N. M., Warker, W. D., *Phys. Rev.*, **93** (1954), 215.
- [2] Hansen, L. F., Fretter, W. B., *Phys. Rev.*, **118** (1960), 812.
- [3] Dobrotin, N. A., Slavatsky, S. A., *Prog. 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Phys. at Rochester* p. 819.
- [4] Siddheswar, Lal, Yash Pal, Raghavan, R., *Nuclear Phys.*, **31** (1962), 415.
- [5] Rossi, B., *High Energy Particles*, Chapter II.
- [6] 霍安祥, 物理学报, **15** (1959), 219.

- [7] Castagnoli, C., Cortini, G., Franzinetti, C., Manfredini, A., Moreno, D., *Nuovo Cim.*, **10** (1953), 1539.
- [8] Barker, W. F., Cool, R. L., Jenkins, E. W., Kysia, T. F., Linderer, S. J., Ozaki, S., Read, A. L., Russell, J. J. and Yuan, L. C. L. (袁家驊), *Phys. Rev., Letters*, **7** (1961), 101.
- [9] Galtieri, A. B., Baroni, G., Manfredini, A., Castagnoli, C., Lamborizio, C., Ortalli, I., *Nuovo Cim.*, **20** (1961), 487.
- [10] Kolbach, R. M., Lord, J. J., Tsao, C. H., *Phys. Rev.*, **113** (1961), 325.
- [11] Barashenkov, V. S., Beliaikov, V. A., Glagolev, V. V., Dalkhazhav, N., Tao Tsung-Se (姚庆燮), Kirillova, L. F., Lebedev, R. M., Maltsev, V. M., Markov, R. K., Shafranov, M. G., Tolstov, K. D., Tsyganov, E. N. and Wang Shou-Feng (王树芬), *Nuclear Phys.*, **14** (1960), 522.
- [12] Cocconi, G., 同 [3], p. 799.
- [13] Lindern, L., *Nuovo Cim.*, **5** (1957), 491.
- [14] Gierula, J., Miesowicz, M. and Zielinski, P., *Nuovo Cim.*, **18** (1960), 102.
- [15] Ciok, P., Coghen, T., Gierula, J., Holynski, R., Jurak, A., Miesowicz, M., Saniewska, T., *Nuovo Cim.*, **10** (1958), 741.
- [16] Gierula, J., Haskin, D. M. and Lohrmann, E., *Phys. Rev.*, **122** (1961), 626.
- [17] Cocconi, G., *Phys. Rev.*, **111** (1958), 1699.
- [18] Hasegawa, S., *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. (1962), A-III, p. 507.

## NUCLEAR INTERACTIONS OF COSMIC RAY HIGH ENERGY PARTICLES WITH LIQUID SCINTILLATOR

WANG SHIH-WEI, KUANG HAO-HWAI, YUAN YÜ-KUEI

Nuclear interactions induced by cosmic ray high energy particles have been studied by means of a multiplate cloud chamber at 3185 meters above sea level with liquid scintillator as target material. From the analysis of 18 interactions induced by charged primaries it is found: (i) average primary energy  $\bar{E}_0 = 41 \pm 8$  Bev (by Castagnoli formula), (ii) average multiplicity of charged secondaries  $\bar{n}_c = 4.9 \pm 0.3$ , (iii) with  $x = \lg \gamma_c \lg \theta$ , the differential angular distribution  $\frac{dN}{dx}$  indicates some possibility of the existence of double-humped shape. This angular distribution has been discussed tentatively along the lines of two-centered model.