

估计大气电磁级联簇射 起始点位置的几种模型* (I)

李 光 炬

(核科学系)

摘 要 在利用高山乳胶室对由宇宙线导致的超高能核作用进行的研究中, 精确估计大气电磁级联簇射的起始点位置(即簇的产生高度)是很困难的。本文介绍了目前估计簇的产生高度的几种方法, 及其所依据的物理模型。对各种方法的适用范围也作了说明。这是本文的第一部分, 介绍 π^0 介子耦合及 γ 光子转换为电子对的有关模型。

关键词 宇宙线, 高山乳胶室, 超高能核作用, 大气电磁级联簇射, 簇, 簇的产生高度

前 言

宇宙线中的超高能粒子进入地球大气层, 发生核作用后, 次级 π^0 介子立即衰变为高能 γ 光子, 并在大气中以电磁级联簇射的方式传播。被高山乳胶室记录到的一束方位角和天顶角相同的高能粒子, 是同一次大气核作用的产物, 称为“簇”(按粒子的种类, 可分为含电磁成份 γ 光子和电子的“ γ 簇”, 以及同时还含有强子的“ γ —强子簇”)。

目前, 高山乳胶室的主要研究对象就是簇现象。它能提供关于强相互作用机制及宇宙线原初成份的重要信息^[1]。由于加速器的工作能量尚未达到 10^{15} eV, 对这以上能区超高能核作用的研究, 宇宙线就成了唯一的信息来源。在对簇的研究中, 簇的产生高度, 即发生大气核作用的位置或大气电磁级联簇射的起始点位置, 是一个很重要的参量, 它将决定簇的横动量分布和赝快度分布, 从而使我们能据此对簇进行必要的物理分析。

下面介绍几种估计大气电磁级联簇射起始点高度的方法及其所依据的物理模型。

1. π^0 介子衰变为 γ 光子的反推耦合

超高能核作用的特征, 是一次作用产生数量很多的次级强子, 其中大多数是 π 介子, π 介

本文1988年7月11日收到。

* 国家自然科学基金资助的课题。

子中又有约三分之一是 π^0 介子。次级 π^0 介子几乎立即就衰变为两个 γ 光子 (π^0 介子的平均寿命为 0.8×10^{-10} 秒): $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ 。

如果大气核作用发生在乳胶室上空不太高的位置, 就可以假设乳胶室记录到的族中, 各事例就是由 π^0 介子直接衰变而成的 γ 光子, 它们尚未来得及在空气中产生进一步的级联作用。于是, 利用族中任一对 γ 光子的能量 E_1, E_2 , 它们之间的距离 R_{12} , 以及已知的 π^0 介子的静质量 m_{π^0} 等数据, 就可以由 $2\gamma \rightarrow \pi^0$ 耦合^[2]反推出这一对 γ 光子的母体 π^0 介子的位置 H_{ij} 。

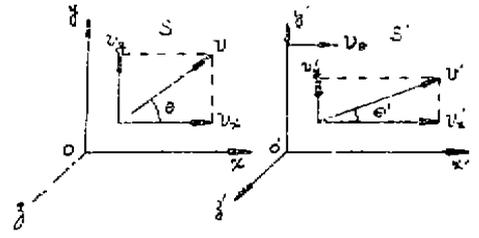


图1 坐标系间的角度变换

1.1 粒子的运动方向在坐标系间的变换

如图1所示, 两坐标系S和S', 对应的坐标轴相互平行, 沿x轴方向的相对速度为 v_0 。一粒子在两坐标系中的速度分别为 \vec{v} 和 \vec{v}' , 速度与x(或x')轴的夹角分别为 θ 和 θ' 。则通过洛伦兹速度变换式可得:

$$\text{tg}\theta' = \frac{v'_y}{v'_x} = \frac{v_y/v_x}{\gamma_0(1-v_0/v_x)} = \frac{\text{tg}\theta}{\gamma_0(1-v_0/v_x)} \quad (1)$$

$$\text{tg}\theta = \frac{v_y}{v_x} = \frac{v'_y/v'_x}{\gamma_0(1+v_0/v'_x)} = \frac{\text{tg}\theta'}{\gamma_0(1+v_0/v'_x)} \quad (2)$$

以上两式中, c为真空中的光速, γ_0 为洛伦兹因子:

$$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_0^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-(v_0/c)^2}}$$

1.2 γ 光子的发射方向在 π^0 介子质心系与实验室系间的变换

设建立在 π^0 介子之上的质心系, x^* 轴的方向即是 π^0 介子相对于实验室坐标系的运动速度 \vec{v}_0 的方向, 而由 π^0 介子衰变产生的 γ 光子的运动速度 \vec{v}^* 在质心系和实验室系中与 x^* (或x)轴的夹角(即发射角)分别为 θ^* 和 θ 。由(2)式, 并注意:

对于高能 π^0 介子, 在实验室系中:

$$v_{\pi^0} = v_0 \approx c \quad (\text{也即}\beta_0 = v_0/c \approx 1) \quad (3)$$

对于 γ 光子, 无论在什么坐标系中:

$$v_\gamma = v^* = c \quad (4)$$

所以有

$$\begin{aligned} \text{tg}\theta &= \frac{\text{tg}\theta^*}{\gamma_0(1+v_0/v_x^*)} = \frac{\sin\theta^*}{\gamma_0(\cos\theta^* + v_0/v^*)} \\ &\approx \frac{\sin\theta^*}{\gamma_0(\cos\theta^* + 1)} = \frac{1}{\gamma_0} \text{tg}\frac{\theta^*}{2} \end{aligned} \quad (5)$$

1.3 γ 光子的能量在 π^0 介子质心系与实验室系间的变换

如图2所示, 在 π^0 介子的质心系中, 由 π^0 衰变的两个光子 γ_1 和 γ_2 的发射角分别为 θ_1^* 和 θ_2^* 。

衰变前后系统的动量守恒,所以在 π^0 质心系中

$$\vec{P}_0^* = \vec{P}^*$$

因为

$$P_0^* = P_{\pi^0}^* = 0$$

$$\vec{P}^* = \vec{P}_i^* + \vec{P}_j^*$$

所以必有

$$\vec{P}_i^* = -\vec{P}_j^* \quad (6)$$

即

$$\theta_i^* + \theta_j^* = 180^\circ \quad (7)$$

可见,在 π^0 质心系中,两个 γ 光子是反向而行的。

对于静止质量为零的 γ 光子,动量与能量的关系是

$$P = E/c \quad (8)$$

由(6)和(8)式可知,在 π^0 的质心系中

$$E_i^*/c = E_j^*/c$$

即

$$E_i^* = E_j^* \quad (9)$$

再考虑到衰变前后系统的能量守恒,

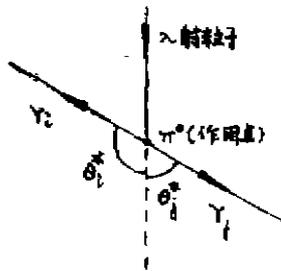
$$E_0^* = E^*$$

因为

$$E_0^* = m_{\pi^0}^* c^2 = m_{\pi^0} c^2 \quad (10)$$

$$E^* = E_i^* + E_j^* \quad (11)$$

图2 次级 γ 光子在 π^0 质心系中



于是由(9)、(10)和(11)式得到

$$E_i^* = E_j^* = E^*/2 = m_{\pi^0} c^2 / 2 \quad (12)$$

根据能量的洛仑兹变换式,并利用(8)和(12)式的结果,两个 γ 光子在实验室系中的能量为:

$$\begin{aligned} E_i &= \gamma_0 (E_i^* + \beta_0 P_i^* c \cos\theta_i^*) \\ &= \gamma_0 \frac{m_{\pi^0} c^2}{2} (1 + \beta_0 \cos\theta_i^*) \end{aligned} \quad (13)$$

$$E_j = \gamma_0 \frac{m_{\pi^0} c^2}{2} (1 + \beta_0 \cos\theta_j^*) \quad (14)$$

而由(7)式有:

$$\cos\theta_i^* = -\cos\theta_j^*$$

再根据(13)、(14)以及(3)式,可得:

$$\begin{aligned} E_i E_j &= \left(\gamma_0 \frac{m_{\pi^0} c^2}{2} \right)^2 (1 + \beta_0 \cos\theta_i^*) (1 + \beta_0 \cos\theta_j^*) \\ &= \left(\gamma_0 \frac{m_{\pi^0} c^2}{2} \sin\theta_i^* \right)^2 \end{aligned} \quad (15)$$

1.4 π^0 介子的衰变位置

将描绘在 π^0 质心系中 π^0 介子衰变的图2，移置到实验室系中，如图3所示。

从(7)式可知， γ 光子在 π^0 质心系中的发射角 θ^* 均不大于 180° ，又根据发射方向在质心系与实验室系间的变换式(5)：

$$\text{tg}\theta = \frac{1}{\gamma_0} \cdot \text{tg} \frac{\theta^*}{2}$$

可以判断，由于高能 π^0 介子有 $v_{\pi^0} = v_0 \approx c$ ，所以其洛伦兹因子 γ_0 极大，则 γ 光子在实验室系中的发射角 θ 将很小。也就是说，对于超高能大气核作用产生的能量极高的次级 π^0 介子而言，由它们衰变产生的 γ 光子具有极端向前的性质。

而从实验上看，被高山乳胶室记录到的大气核作用，一般产生在乳胶室上空的位置 H_{ij} ，至少为数十米，甚或数百米、上千米，而乳胶室每个单元灵敏区的线度，目前尚未超过0.5米。实际上记录到的族中各事例间的距离 R_{ij} ，则大多不超过 10^{-2} 米的量级。可见，下列表达式是足够精确的：

$$\theta \approx \sin\theta \approx \text{tg}\theta \approx R/H \tag{16}$$

而且，由(7)式：

$$\theta_i^* + \theta_j^* = 180^\circ, \text{ 或}$$

$$\theta_i^*/2 + \theta_j^*/2 = 90^\circ$$

所以

$$\text{tg} \frac{\theta_i^*}{2} = \text{ctg} \frac{\theta_j^*}{2} \tag{17}$$

这样，由(5)、(15)、(16)和(17)式的结果，参看图3，可以得到：

$$\begin{aligned} \theta_{ij} &= \theta_i + \theta_j \approx \text{tg}\theta_i + \text{tg}\theta_j \\ &= \frac{1}{\gamma_0} \text{tg} \frac{\theta_i^*}{2} + \frac{1}{\gamma_0} \text{tg} \frac{\theta_j^*}{2} \\ &= \frac{1}{\gamma_0} \left(\frac{\sin\theta_i^*}{1 + \cos\theta_i^*} + \frac{\sin\theta_j^*}{1 - \cos\theta_j^*} \right) \\ &= \frac{2}{\gamma_0 \sin\theta_i^*} = \frac{m_{\pi^0} c^2}{\sqrt{E_i E_j}} \end{aligned} \tag{18}$$

所以，该 π^0 介子的位置为：

$$H_{ij} = \frac{R_{ij}}{\theta_{ij}} = R_{ij} \sqrt{E_i E_j} / m_{\pi^0} c^2$$

为了使公式简化，在高能物理中人们常采用自然单位制或称基本粒子单位制，在其中令光速 $c=1$ ，而且常选 MeV (兆电子伏) 作为质量的单位，于是上式就改写为：

$$H_{ij} = R_{ij} \sqrt{E_i E_j} / m_{\pi^0} \tag{19}$$

(19)式就是对族作分析时常用的 π^0 耦合法求核作用高度的公式，式中的 $m_{\pi^0} = 136 \text{ MeV}$ ，

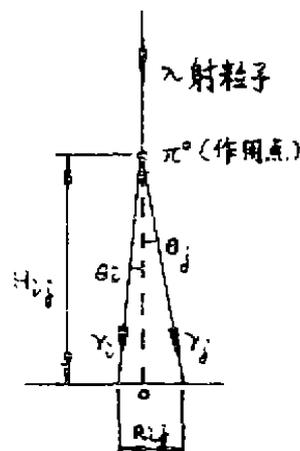


图3 π^0 介子的位置 H_{ij}

E_1 、 E_2 和 R_{12} 都可以由乳胶室中测出。

1.5 由 H_{12} 的分布确定族的产生高度 H

在乳胶室记录到的一个族中，含有众多的 γ 事例斑，我们有根据假定它们都是由同一次核作用产生、并在乳胶室上空的同一位置附近发生衰变的一些 π^0 介子的产物，但显然无从确认某一个 π^0 介子母体实际上应该由哪两个次级 γ 事例耦合而成。因此，我们只能将族中的所有 γ 事例分别进行两两耦合。于是，对含有 n 个 γ 事例的族，就可以耦合而得 $N = n(n-1)/2$ 个 H_{12} 值。这其中，大部分是随机耦合而得的无实际意义的值。在对 N 个 H_{12} 值作如图4所示的微分分布中，这些值的分布也就是随机的。而在真正的大气核作用位置附近，由于 H_{12} 值的相对集中，将会出现一个峰值。也就是说， H_{12} 的微分分布峰值所对应的 H ，就是我们欲求得的族的产生高度。

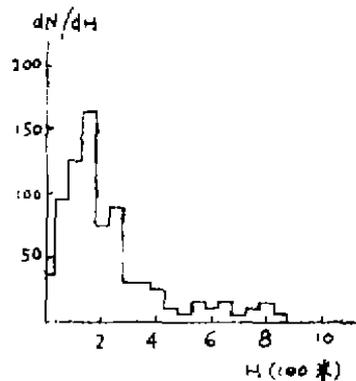


图4 H_{12} 的微分分布

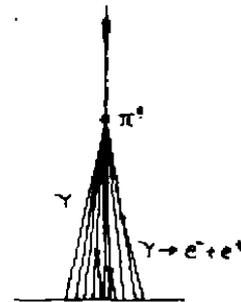


图5 γ 光子在空气中的二次作用

1.6 适用范围

如前所述，反推耦合法所依据的物理模型的重要前提，是 π^0 介子衰变而成的一对 γ 光子尚未在空气中产生二次作用。否则，如图5所示，次级粒子的图象将变得复杂化，由 γ 光子转换而成的电子对将掺杂其间。耦合 H_{12} 分布的结果，将会比实际的 H 偏低，或者出现双峰、多峰的现象，使我们无从确定 H 的值。

由此可见，这种方法适用于大气核作用位置在乳胶室上空不太高的情况。例如，对我国西藏甘巴拉山乳胶室^[4]（海拔5500米）而言，一般应不超过1000米。这样，次级 γ 光子穿越的空气厚度有限，它在空气中原子核的库仑场作用下转换为电子对的几率也就较小。

即使如此， γ 光子仍有一定的几率转换为电子对。 γ 光子在空气中产生电子对的平均自由程（也称质化平均自由程）为 $46.54 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ，在海拔5500米处（大气厚度为 $520 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ）就等于771米^[5]。换句话说，就是在空气十分稀薄、大气压强仅为标准大气压一半的海拔5500米处， γ 光子流平均经过771米的距离，由于转换为电子对，其流强也将降为原来的 $1/e$ 。

所以，在对族中事例进行耦合之前，一般还得经过所谓的退级联处理^[6]，筛掉族中掺杂的电子，将族还原为完全由一次核作用后的原始 γ 光子事例组成。

同时，由于最后是采用 H_{12} 的微分分布来确定 H ，显然，族中事例个数 n 不能太少，否则统计精度将太差。

2 γ 光子转换为电子对的比率与所经空气长度相关

如上所述, 一个 γ 光子在介质中经过一个质化平均自由程, 将有 $1/e$ 的几率转换为电子对。因此在使用 π^0 介子反推耦合估计大气核作用高度时, 先要进行使族还原为原始 γ 光子事例的退级联处理。这是为了排除 γ 光子在空气中的二次作用的干扰。但另一方面, 正由于 γ 光子在空气中会转换为电子对, 就又给我们提供了一种估计大气核作用高度的方法。 γ 光子流的强度由于转换为电子对而减弱的比率, 与其所穿过介质的质量厚度成指数衰减关系, 我们可以通过两种方式来利用这种相关性。

2.1 H与 γ 光子强度衰减率相关

2.1.1 辐射长度的概念

高能电子在介质中, 因辐射损失使能量减低到原初能量的 $1/e$ 而穿越的介质长度 x_0 , 称为辐射长度。辐射长度常以质量厚度量度, 单位是 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。(介质的质量厚度等于其几何厚度除以该介质的密度。) 在乳胶室工作中, 辐射长度常用符号 $c.u.$ 表示。例如, 空气的一个辐射长度为 $36.2\text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$, 则可记空气中的某一长度 $x = 72.4\text{ g}\cdot\text{cm}^{-2} = 2x_0 = 2c.u.$ 。使用辐射长度, 可以使很多计算简化。

能量为 E 的高能电子穿过厚度 dx ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$) 的介质后, 电子的平均辐射能量损失为^[7]

$$dE = - \frac{4r_e^2 N_0 Z(Z+1)\alpha}{A} \left[\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) + \frac{1}{18} \right] E dx \quad (20)$$

式中各参量的意义如下,

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}; \text{ 电子的经典半径};$$

$$N_0 = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}; \text{ 阿伏伽德罗常数};$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c\hbar} = 1/137; \text{ 精细结构常数};$$

Z : 介质原子的原子序数;

A : 通常称为介质原子的质量数, 实际上应是介质原子的摩尔质量 (单位: $\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$)。

若令

$$x_0 = \left[\frac{4r_e^2 N_0 Z(Z+1)\alpha}{A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \right]^{-1} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2} \quad (21)$$

则(20)式可表示为

$$\frac{dE}{E} \cong - \frac{dx}{x_0} \quad (22)$$

由上式的微分方程, 考虑到初始条件, 可解得

$$E = E_0 \exp(-x/x_0) \quad (23)$$

上式表示原初能量为 E_0 的高能电子, 在穿过 x ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$) 长的介质后, 由于辐射损失而剩下的能量。而且, 若 $x = x_0$, 则由(23)式可得

$$l = L_0/c$$

可见, 根据辐射长度的定义, 由 (21) 式表示的 x_0 , 就是该介质的辐射长度。

2.1.2 γ 光子在介质中的质化平均自由程与该介质的辐射长度的关系

对于高能 γ 光子, 有 $E_\gamma = h\nu \gg m_e c^2 (= 0.511 \text{ MeV})$, 即它的能量比电子的静能大得多, 则在介质中的原子核库仑场作用下转换为电子对的截面为^[7]

$$\sigma = 4r_e^2 Z(Z+1)\alpha \left[\frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/13}}\right) - \frac{1}{54} \right] \quad (24)$$

若介质的密度为 $\rho (\text{g}\cdot\text{cm}^{-3})$, 单位体积中的介质原子数就为 $N = \frac{N_0 \rho}{A} \text{ cm}^{-3}$, 那么单位质量的介质所含的原子数即为

$$N_0 = \frac{N}{\rho} \quad (\text{g}^{-1}) \quad (25)$$

根据截面的定义, 一个高能 γ 光子穿越单位质量厚度 ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$) 介质, 转换为电子对的几率为

$$P = N_0 \sigma = \frac{N_0}{A} \sigma \quad (\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}) \quad (26)$$

由下式定义高能 γ 光子转换为电子对的质化平均自由程 l , 再代入 (24) 与 (26) 式, 并对照 (21) 式:

$$\begin{aligned} l &= \frac{1}{P} = 1 / \left(\frac{N_0}{A} \sigma \right) \\ &\cong \left[\frac{7}{9} \frac{4r_e^2 N_0 Z(Z+1)\alpha}{A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/13}}\right) - \frac{1}{54} \right]^{-1} \\ &= \frac{9}{7} x_0^2 \quad (\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}) = \frac{9}{7} \quad (\text{c.u.}) \end{aligned} \quad (27)$$

(27) 式就是 γ 光子在介质中的质化平均自由程与辐射长度的关系式。在海拔5500米处, 空气中 $1 \text{ c.u.} \cong 600 \text{ 米}$, 则 $l = 771 \text{ 米}$ ^[6]。

由 (26) 和 (27) 式, 可以推算出 n 个 γ 光子穿越厚度 $dx (\text{g}\cdot\text{cm}^{-2})$ 的介质后, 由于转换为电子对而引起的数量变化等于

$$dn = -Pn dx = -n dx/l \quad (28)$$

考虑到初始条件, 解 (28) 式的微分方程, 得到

$$n = n_0 \exp(-x/l) = n_0 \exp\left(-\frac{7}{9} \frac{x}{x_0}\right) \quad (29)$$

显然, 若令 $x = l = \frac{9}{7} x_0$, 则 $n = n_0/e$, 这就体现了前面已提到过的 γ 光子质化平均自由程的物理意义。

2.1.3 由退级联还原 γ 族

参看图5, γ 光子在空气中二次作用所产生的电子对, 到达乳胶室时是相互分离的, 即具有横向扩展。横向扩展主要是由电子与空气中原子核的库仑散射所导致。可见, 横向扩展应随

电子对产生位置愈低而减小；另一方面，如前所述，电子的能量越高，则其向前的趋势更强，横向扩展也会减小。

考虑到上述两个因素，定义合能量计权的横向扩展 $\chi_{ij} = R_{ij} \sqrt{(E_i E_j)^{-1}}$ 或 $K_{ij} = R_{ij} \frac{E_i E_j}{E_i + E_j}$ ，式中 E_i, E_j 和 R_{ij} 是族中事例 i 和 j 的能量及它们间的距离。将族中全部事例两两配对组合，计算其 χ_{ij} 或 K_{ij} 值，若量值最小的 $(\chi_{ij})_{\min}$ 或 $(K_{ij})_{\min}$ 值小于某一指定值 χ_c 或 K_c ，就将这两个事例 i 和 j 合并为一个事例，其能量为两事例的能量之和： $E_i + E_j$ ，坐标位置为两事例的能量中心位置： $(E_i \vec{r}_i + E_j \vec{r}_j) / (E_i + E_j)$ 。再重新将现有的全部事例两两配对组合，重复上述过程，直至 $(\chi_{ij})_{\min} \geq \chi_c$ 或 $(K_{ij})_{\min} \geq K_c$ 为止。最后得到的族，即被认为是全由原始 γ 光子所组成，族得以还原。这即是一种退级联的过程。

退级联的判据 χ_c 或 K_c ，常由电子经过一个辐射长度后的平均分离程度 \bar{R} 来确定。如前所述， \bar{R} 应与电子在空气中通过的距离成正比，而与电子的能量成反比^[9]：

$$\bar{R} = K \frac{x_0}{E}$$

式中 $K \cong 20 \text{ MeV}$ ，是比例常数，也就是库仑散射常数。于是， $\chi_c = 2E\bar{R} = 2Kx_0$ 或 $K_c = E\bar{R} = Kx_0$ 。例如，在海拔5500米，空气的辐射长度 $x_0 \cong 600$ 米，所以有 $\chi_c \cong 2.4 \text{ TeV} \cdot \text{cm}$ 或 $K_c \cong 1.2 \text{ TeV} \cdot \text{cm}$ 。

2.1.4 由退级联的结果计算族的高度H

设在退级联之前族中事例个数为 n'_0 ，而退级联的结果将其中的 n'' 个事例合并为 n' 个事例。可见，还原后族中的原初 γ 光子数 n_0 应为

$$n_0 = n'_0 - (n'' - n') \quad (30)$$

这 n_0 个 γ 光子在空气中经过距离 H 后，有 n' 个转换为电子对，尚未产生二次作用的 γ 光子数 n ，也就是由于转换为电子对， γ 光子的数量减少至 n ，

$$n = n_0 - n' = n'_0 - n'' \quad (31)$$

将由(30)和(31)式得出的 n_0 和 n 代入(29)，并把(29)中的介质厚度 x 用族的产生高度 H （即 γ 光子穿越的空气厚度）替换，再利用(27)式的结果，就可得到

$$H = l \ln \frac{n_0}{n} = \frac{9}{7} \ln \frac{n_0}{n} \text{ (c.u.)} \quad (32)$$

若在海拔5500米处，用人们习惯的长度单位，即有

$$H = 771 \ln \frac{n_0}{n} \text{ (米)}$$

2.2 H与电子对的产生高度相关

2.2.1 电子对的发射角和横向扩展

由能量为 E 的高能 γ 光子转换成的正负电子对中的任一个，相对于 γ 光子原运动方向的平均发射角为^[7]

$$\theta_0 \cong \frac{m_e}{E} \quad (33)$$

式中 $m_e = 0.511 \text{ MeV}$ ，是电子的静质量。

可见, 因为 γ 光子的能量 E 为次级正负电子能量 E_1 和 E_2 之和, 所以电子对发射方向的平均夹角为

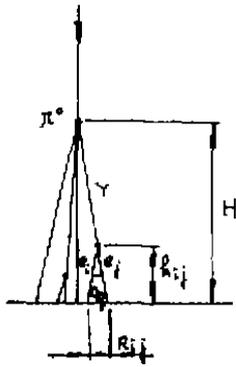


图6 电子对的横向扩展

$$\theta = 2\theta_0 \approx \frac{2R_{ij}}{E_1 + E_2}$$

再计入电子在空气中传播时多次库仑散射的作用, 乳胶室记录到的电子对的实际发射方向夹角 θ_{ij} (参看图6), 有工作 1° 取为

$$\theta_{ij} = \frac{4m_e}{E_1 + E_2} \quad (34)$$

可见, 当该电子对的横向分离为 R_{ij} 时, 它们的产生高度 h_{ij} 即等于

$$h_{ij} = \frac{R_{ij}}{\theta_{ij}} = R_{ij} \frac{E_1 + E_2}{4m_e} \quad (35)$$

2.2.2 由 h_{ij} 和退级联的结果计算原初 γ 光子的起始点 H_{ij}

参见图6, 如果我们在(32)式中, 只考虑 γ 光子穿越的空气厚度为 γ 光子的产生点到其发生二次作用的位置这一段, 即为 $H_{ij} - h_{ij}$ 。而且把经过 $H_{ij} - h_{ij}$ 的距离, 也就是在乳胶室上空高度 h_{ij} 之上发生了二次作用的 γ 光子数 n'_{ij} 用于式中, $n = n_0 - n'_{ij}$, 由(32)式就可以得到

$$H_{ij} - h_{ij} = \frac{9}{7} \ln \frac{n_0}{n_0 - n'_{ij}} \quad (c.u.)$$

或

$$H_{ij} = h_{ij} + \frac{9}{7} \ln \frac{n_0}{n_0 - n'_{ij}} \quad (c.u.) \quad (36)$$

于是, 通过对族的退级联处理, 可得到 n' 对应当还原为 γ 光子的电子对。由每一对电子的相互距离 R_{ij} 及它们各自的能量 E_1 、 E_2 , 用(35)式就可以得到一个相应的 h_{ij} 值。于是自然也就得出了在某一个高度 h_{ij} 之上发生了二次作用的 γ 光子数 n'_{ij} , 它也就是所求出的 n' 个 h_{ij} 值中, 大于该 h_{ij} 值的个数。再利用退级联还原重建族中的 γ 光子数 n_0 , 即可由(36)式得到一个 H_{ij} 值。

2.2.3 由 H_{ij} 的分布确定族的产生高度H

与第一部分介绍的 π^0 介子反推耦合法的最后处理相似, 将 n' 个 H_{ij} 值作如图7所示的微分分布, 其峰值对应的 H , 就是族的产生高度。

2.3 适用范围

通过 γ 光子转换为电子对的比率来估计大气电磁级联簇射起始点位置的方法, 着眼点与 π^0 介子反推耦合法相反。后者要避免和排除 γ 光子二次作用的干扰, 前者却正是利用 γ 光子的二次作用的特点。可见, 本方法对大气核作用位置的估计比 π^0 介子耦合法可以适用于更高一些的高度。当然, 核作用高度过高, 如达几千米, 又会因为 γ 光子及高能电子多次作用的几率增

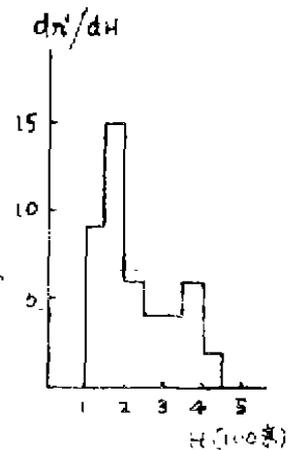


图7 H_{ij} 的微分分布

大,使电磁级联簇射的结构发展至十分复杂,用上述退级联的手段也难以重建原初 γ 族。

另一方面,同样要求族中事例的数量要比较多,否则会增大退级联结果的偶然误差,以及影响 H_{ν} 分布的统计性。(待续)

参 考 文 献

- [1] 李光炬,大自然探索,2(1984),57
- [2] Ren J.R. et al., 16th ICRC, Vol.7(1979), 273
- [3] 李光炬等,一九八四年全国宇宙线和高能天体物理会议论文专辑,重庆建筑工程学院学报,1985年增刊,137
- [4] Ren J.R. et al., 18th ICRC, Vol.5(1983), 411
- [5] 李光炬等,全国第三次宇宙线会议专辑,郑州大学学报(自然科学版),1983年增刊,47
- [6] C.M.G.Lattes et al.,Physics Reports, 65.No.3 (1980), 151
- [7] 唐孝威,粒子物理实验方法,人民教育出版社(1982)
- [8] M.Akashi et al., 17th ICRC, Vol.5 (1981), 278
- [9] 汤田利典,用乳胶室研究超高能核作用,(1982),25
- [10] 陆穗苓,宇宙线研究室年报,(1981—1982),16

(编辑:姚国安)

SOME MODELS OF ESTIMATING THE STARTING POINT OF ATMOSPHERIC ELECTROMAGNETIC CASCADE SHOWER (I)

Li Guangju

ABSTRACT In the research of super-high energy nuclear interaction induced by cosmic rays with emulsion chamber at high mountain, it is very difficult to accurately estimate the starting point of atmospheric electromagnetic cascade shower (i.e. the height of producing family). This paper introduces some ways that are used to estimate the height of producing family and their physical models as well as their applicable conditions. This paper only introduces models about π^0 coupling and electron pair production.

KEY WORDS cosmic rays, emulsion chamber at high mountain, super-high energy nuclear interaction, atmospheric electromagnetic cascade shower, family, height of producing family