

# 10<sup>15</sup>—10<sup>16</sup>eV 能区乳胶室团状结构现象 与大横动量强子喷注

丁林垵 朱清棋 郭可尊  
(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

将夸克-夸克散射模型用于 10<sup>15</sup>—10<sup>16</sup>eV 能区, 用蒙特卡洛方法模拟宇宙线超高能作用在大气中的传播. 结果表明, 乳胶室观察到的二团结构事例, 其定性特征可以由夸克-夸克散射产生的大横动量强子喷注解释. 但与实验相比, 本工作计算出的二团结构事例率不够高, 两团之间的距离也不够宽. 对超高能区大横动量现象的特征和改进模型的问题进行了讨论.

## 一、引 言

早在 1968 年, 宇宙线实验就给出了高能核作用中存在大横动量粒子的证据<sup>[1]</sup>. 1971 年以后, ISR 上的实验进一步肯定了这一现象. 近年来, 对大横动量(以下简称大  $p_T$ ) 现象的研究, 从实验和理论两方面都给予了很大的重视. 这是因为, 通过研究大  $p_T$  现象, 有可能探查更短距离内强子物质的运动和强子的结构, 具有重要的物理意义.

近十几年, 高山乳胶室实验已积累了数百个 10<sup>15</sup>eV 以上的宇宙线强子在大气中的作用事例, 为研究超高能区强子作用的特征提供了宝贵的资料. 其中, 两团彼此分离的“团状结构”事例(图 1、2), 在已记录到的超高能事例中占了明显的比例<sup>[2]</sup>, 尤为引人注目. 团状结构事例的外观, 很自然地令人把它们联系于大  $p_T$  过程. 粗略分析表明, 这种大  $p_T$  要比加速器能区的大  $p_T$  大得多; 但是, 由于乳胶室记录到的超高能事例是在大气层中多次作用、多种过程迭加的结果, 实验上很难将各次作用的产物分开, 很难定准作用点的高度, 理论

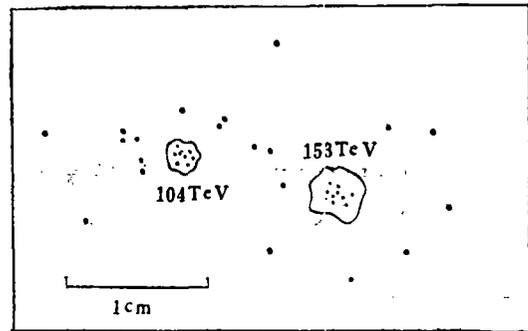


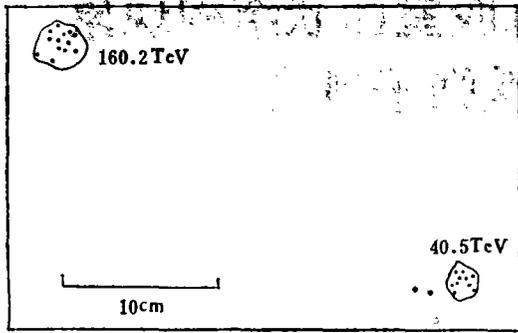
图 1. 甘巴拉山组 No. 365 事例<sup>[2]</sup>; 两团相距~1cm

本文 1981 年 3 月 30 日收到.

1) 按 Chacaltaya 组的选择标准(详见后), 两团结构的事例约占 10%.

设想不易直接和实验数据相比较,所以,对乳胶室团状结构产生的机制,至今还没有比较满意的解释.

目前,加速器实验已经仔细测量了强子作用中产生大  $p_T$  单粒子和大  $p_T$  强子喷注的



截面以及有关的许多物理量. 为解释这些实验现象,产生了几种理论模型. 其中 Feynman、Field 等提出的夸克-夸克散射模型<sup>[4]</sup>, 可以解释大  $p_T$  实验的主要事实. 例如, 它预言的大  $p_T$  单粒子截面, 大  $p_T$  强子喷注截面(这个截面是本职工作最关心的), 大  $p_T$  单粒子的正负比,  $\pi p$  作用和  $pp$  作用中大  $p_T$  产生的差别等等, 都与实验相符. 此模型的不足之

图2 Chacaltaya 组 16-S180 事例<sup>[3]</sup>, 两团相距 28.7cm 处<sup>[5]</sup>, 是它预言的另侧喷注的大  $p_T$  粒子过多、“正超”过大、 $p_{out}$  过小等. 用 QCD 方法计入胶子的贡献, 可以解决这些问题, 得到与实验相当符合的结果<sup>[5]</sup>.

我们认为, 用强子组成子和它们之间的作用来研究大  $p_T$  现象, 触到了这个现象的本质. 在加速器能区能有效描写大  $p_T$  过程的夸克硬散射机制, 在宇宙线超高能区也应该起作用. 为了便于计算和作定性的比较, 本职工作完整采用 Feynman 等的夸克-夸克散射模型. 当然, 我们并不认为, 这个模型所使用的 Scaling 的分布函数和碎裂函数以及夸克散射截面可以一直用到超高能区. 本工作的目的, 是定性地探讨超高能强子喷注经过在大气层中的传播, 能否形成乳胶室观察到的那种团状形态, 并探求超高能区大  $p_T$  过程的特征.

## 二、方 法

### 1. pp 碰撞中产生大 $p_T$ 强子喷注的截面

强子碰撞中经过夸克-夸克的大角度散射产生大  $p_T$  强子喷注的过程示于图 3. 其中  $G_h^q(x)$  是味道为  $q$  的夸克在  $h$  强子中的分布函数, 定义为  $h$  强子中动量份额在  $x$  到  $x + dx$  间的  $q$  夸克的个数.  $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$  是夸克-夸克散射过程  $q_c + q_b \rightarrow q_c + q_d$  的微分截面.  $D_h^q(z)$  是  $q$  夸克碎裂为  $h$  强子的碎裂函数, 定义为  $q$  夸克中, 动量份额在  $z$  到  $z + dz$  的  $h$  强子的个数. 在质心系, 夸克  $c$  和  $d$  分别碎裂为两个具有大  $p_T$  的强子喷注, 入射强子  $A$  和靶强子  $B$  则碎裂为两个小  $p_T$  的强子喷注, 形成所谓“四喷注结构”(图 4).

本职工作采用 Feynman 等用夸克-夸克散射模型算出的  $pp$  碰撞产生  $p_T \geq 2\text{GeV}/c$  的两个强子喷注的总截面  $\sigma_{pp \rightarrow jct+jct+x}^{*os}$ <sup>[4]</sup>, 如图 5. 在 高能宇宙线核子与空气核子的任何一次碰撞中, 产生  $p_T \geq 2\text{GeV}/c$  的强子喷注的几率等于

$$\sigma_{pp \rightarrow jct+jct+x}^{*os} / \sigma_{pp}^{*os} \tag{1}$$

其中,  $\sigma_{pp}^{*os}$  是  $pp$  碰撞总截面.

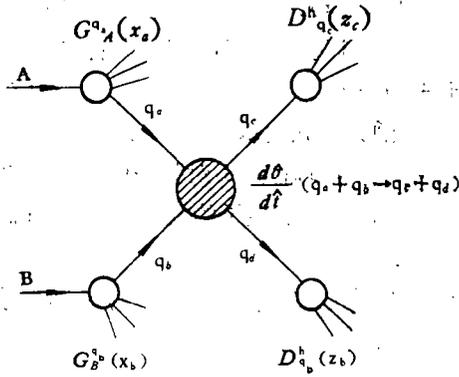


图 3 强子碰撞中经过夸克-夸克硬散射产生大  $p_T$  强子喷注的过程示意图

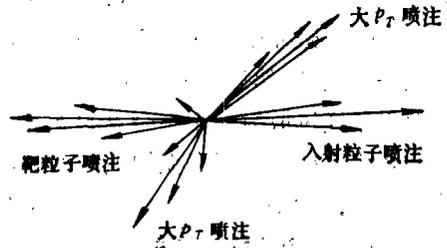


图 4 质心系中的四喷注结构

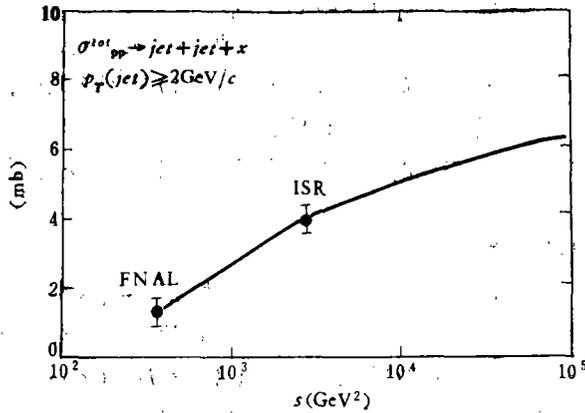


图 5 pp 碰撞中产生一对  $p_T \geq 2\text{GeV}/c$  的强子喷注的总截面

$\pi^\pm p$  碰撞的总截面以及产生  $p_T \geq 2\text{GeV}/c$  的强子喷注的截面取作 pp 相应截面的 2/3。

### 2. 夸克在强子中的分布

分析乳胶室事例只需考虑 p、n、 $\pi$ 、K 这几种主要强子，稀有的强子可予忽略。因此，本工作只考虑 u、d、s、 $\bar{u}$ 、 $\bar{d}$ 、 $\bar{s}$  这六种味道的夸克参与散射的过程。

设  $u_p(x)$ 、 $d_p(x)$ 、 $s_p(x)$ 、 $\bar{u}_p(x)$ 、 $\bar{d}_p(x)$ 、 $\bar{s}_p(x)$  分别为 u、d、s、 $\bar{u}$ 、 $\bar{d}$ 、 $\bar{s}$  夸克在质子中的分布函数（具体函数形式见[6]文），则 u、d、s、 $\bar{u}$ 、 $\bar{d}$ 、 $\bar{s}$  在中子中的分布函数分别为  $d_p(x)$ 、 $u_p(x)$ 、 $s_p(x)$ 、 $\bar{d}_p(x)$ 、 $\bar{u}_p(x)$ 、 $\bar{s}_p(x)$ 。在分析乳胶室事例时，不必区分参与碰撞的核子是 p 或是 n。为了简化计算，也不必分辨参与散射的是哪一种味道的夸克，所以，我们取

$$G_N(x) \equiv u_p(x) + d_p(x) + s_p(x) + \bar{u}_p(x) + \bar{d}_p(x) + \bar{s}_p(x). \quad (2)$$

表示核子中夸克的总分布函数。即是说，核子（不管是 p 或是 n）中动量份额在  $x$  到  $x + dx$  间的夸克（不论什么味）的数目是  $G_N(x)$ 。

设  $u_{\pi^+}(x)$  表示 u 及  $\bar{d}$  夸克在  $\pi^+$  中的分布函数， $\bar{u}_{\pi^+}(x)$  表示  $\bar{u}$  及 d 夸克在  $\pi^+$  中的分布函数。与文[6]相同，s、 $\bar{s}$  夸克在  $\pi^+$  中的分布函数也取作  $u_{\pi^+}(x)$ 。显然， $\bar{u}$ 、d 在  $\pi^-$  中

的分布函数是  $u_{\pi^+}(x)$ ,  $u, \bar{d}, s, \bar{s}$  在  $\pi^-$  中的分布函数是  $\bar{u}_{\pi^+}(x)$ . 由于乳胶室实验不区分  $\pi^+$  和  $\pi^-$ , 为了简化计算, 也不必分辨参与散射的是哪一种味道的夸克, 所以, 我们取

$$G_{\pi^\pm}(x) \equiv 2u_{\pi^+}(x) + 4\bar{u}_{\pi^+}(x) \quad (3)$$

表示  $\pi^\pm$  中夸克的总分布函数.  $u_{\pi^+}(x)$ ,  $\bar{u}_{\pi^+}(x)$  的具体函数形式也取自文[6].

当强子碰撞中出现  $p_T \geq 2\text{GeV}/c$  的夸克散射过程时, 由  $x_{\min}$  到 1 对强子的分布函数作归一化处理, 然后对  $x$  作随机取样.  $x_{\min}$  是  $x$  的下限值, 随入射强子的初能而改变,  $x_{\min}$  要取得使经过散射的末态夸克的  $p_T$  有可能  $\geq 2\text{GeV}/c$ .

$x$  的取样决定了夸克的纵向动量, 夸克的横动量  $k_T$  则由  $\langle k_T \rangle = 500\text{MeV}/c$  的指数分布取样. 横动量矢的方位角由  $(0, 2\pi)$  均匀分布取样.

### 3. 夸克-夸克弹性散射

采用由加速器大  $p_T$  实验数据拟合出的夸克-夸克弹性散射截面<sup>[6]</sup>

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}} = \frac{1725}{(-\hat{s} + 12)(2 - \hat{i})^3} \text{mb} \cdot \text{GeV}^6. \quad (4)$$

其中,  $\hat{s}, \hat{i}$  分别是夸克-夸克质心系的总能量和四动量传递. 经过第 2 节的计算, 已决定了相互散射的两个夸克的能量(即  $\hat{s}$  已知), 就可以由 (4) 式对  $\hat{i}$  取样. 为保证散射后的夸克满足  $p_T \geq 2\text{GeV}/c$ , 也需要对  $\hat{i}$  作下限切断.

$\hat{i}$  的取样决定了散射后二夸克的出射角和横动量, 也就是决定了强子喷注的出射方向.

### 4. 夸克碎裂为强子喷注

文[6]给出了  $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$  六种夸克碎裂为  $\pi^+, \pi^-, \pi^0, K^+, K^0, K^-, \bar{K}_0$  的碎裂函数共 42 个. 利用同位旋和电荷共轭对称性等关系, 相互独立的碎裂函数只有四个, 它们是:

$$\begin{aligned} D(Z) &\equiv D_u^{\pi^+}(Z) + D_u^{\pi^-}(Z), & K_u(Z) &\equiv D_u^{K^+}(Z) + D_u^{K^-}(Z) \\ K_s(Z) &\equiv D_s^{K^+}(Z) + D_s^{K^-}(Z), & \omega(Z) &\equiv D_u^{\pi^-}(Z)/D_u^{\pi^+}(Z) \end{aligned} \quad (5)$$

若不分辨碎裂后的粒子是  $\pi^+, \pi^-, \pi^0$  或  $K$ , 则  $u, d, \bar{u}, \bar{d}$  四种夸克的碎裂函数都是

$$F_{u,d,\bar{u},\bar{d}}(Z) \equiv \frac{3}{2} D(Z) + \frac{1 + 3\omega(Z)}{1 + \omega(Z)} K_u(Z). \quad (6)$$

$s, \bar{s}$  两种夸克的碎裂函数都是

$$F_{s,\bar{s}}(Z) \equiv \frac{3\omega(Z)}{1 + \omega(Z)} D(Z) + 2K_s(Z). \quad (7)$$

$u, d, \bar{u}, \bar{d}$  和  $s, \bar{s}$  的碎裂函数既不同, 就需要分别考虑夸克  $c$  和  $d$  是  $u, d, \bar{u}, \bar{d}$  夸克或是  $s, \bar{s}$  夸克的几率各有多大.

在核子核子碰撞情况, 两个碎裂夸克全来自核子, 它们任一个是  $u, d, \bar{u}, \bar{d}$  的几率为  $(u_p(x) + d_p(x) + \bar{u}_p(x) + \bar{d}_p(x))/G_N(x)$ , 是  $s, \bar{s}$  的几率为  $(s_p(x) + \bar{s}_p(x))/G_N(x)$ . 所以, 来自核子的夸克, 其平均碎裂函数为:

$$\begin{aligned} F^N(Z) &\equiv \frac{u_p(x) + d_p(x) + \bar{u}_p(x) + \bar{d}_p(x)}{G_N(x)} \cdot F_{u,d,\bar{u},\bar{d}}(Z) \\ &\quad + \frac{s_p(x) + \bar{s}_p(x)}{G_N(x)} \cdot F_{s,\bar{s}}(Z). \end{aligned} \quad (8)$$

同样地, 在  $\pi^\pm$ -核子碰撞情况, 两个碎裂夸克中有一个来自  $\pi^\pm$ , 它的平均碎裂函数为:

$$F_{\pi^{\pm}}(Z) = \frac{2(\bar{u}_{\pi^{-}}(x) + \bar{u}_{\pi^{+}}(x))}{G_{\pi^{\pm}}(x)} \cdot F_{u,d,s,d}(Z) + \frac{2\bar{u}_{\pi^{+}}(x)}{G_{\pi^{\pm}}(x)} \cdot F_{s,s}(Z). \quad (9)$$

注意,在(8)和(9)中, $x$ 已由第2节的取样决定.

乳胶室的观测阈能是 2TeV; 处理夸克碎裂时只需注意  $Z > Z_{\min}$  的那一部分强子, 其中  $Z_{\min}$  是  $Z$  的下限值, 相应于碎裂强子在实验室系能量为 2TeV. 显然  $Z_{\min}$  的取值依赖于碎裂夸克的能量.

将(8)或(9)由  $Z_{\min}$  至 1 积分, 得碎裂为 2TeV 以上强子的碎裂多重数. 碎裂出的强子, 以 1/3 的几率取  $\pi^0$ , 2/3 的几率取  $\pi^{\pm}$ , 横动量服从  $\langle k_T \rangle = 330 \text{ MeV}/c$  的指数分布.

### 5. 入射强子和靶核子的碎裂

入射强子 A 失去一个夸克后, 按普通核作用机制(见第 6 节)碎裂为  $\langle p_T \rangle = 330 \text{ MeV}/c$  的一个小  $p_T$  强子喷注. 靶核子的碎裂产物在质心系向后运动, 实验上观察不到, 不作跟踪.

### 6. 普通核作用

在强子碰撞中, 若不产生  $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$  的夸克散射过程, 即按普通非弹性作用过程处理:

核子-核子和  $\pi^{\pm}$ -核子碰撞的非弹性系数分别服从 (0.1—0.9) 和 (0.2—1) 的均匀分布.

次级粒子平均多重数取作  $\langle n \rangle = 3.02 E_0^{1/4}$  (初能  $E_0$  单位为 GeV). 次级粒子中 1/3 是  $\pi^0$ , 2/3 是  $\pi^{\pm}$ .

次级粒子的产生能谱取 CKP 分布<sup>[7]</sup>

$$f(E)dE = \frac{1}{\langle E \rangle} \exp\left(-\frac{E}{\langle E \rangle}\right) dE \quad (10)$$

$\langle E \rangle$  是次级粒子的平均能量.

取次级粒子的横动量服从平均值为  $330 \text{ MeV}/c$  的指数分布.

### 7. 跟踪过程

取原初粒子为质子, 积分谱为  $I(> E_0) \propto E_0^{-1.7}$ . 为得到 30TeV 以上的  $\gamma$  族或强子族, 取初能下限为 300TeV. 由于计算机容量的限制, 初能上限只能取到 10,000TeV ( $10^{16}$ eV).

核子和  $\pi^{\pm}$  在空气中的平均作用长度分别取作  $80 \text{ g}/\text{cm}^2$  和  $105 \text{ g}/\text{cm}^2$ .

对大气中每一次作用产生的次级粒子, 只要其能量大于乳胶室的记录阈, 就进行跟踪. 对核子, 跟踪其下一次核作用的产物; 对  $\pi^{\pm}$ , 跟踪它的核作用和衰变产物; 对  $\pi^0$ , 跟踪它衰变为两个  $\gamma$ ; 对  $\gamma$ , 用电磁级联理论的  $A$  近似方法<sup>[8]</sup> 处理它所引起的级联簇射在空气中的发展. 所有上述粒子, 当达到飞机乳胶室高度 (10200m)、甘巴拉山高度 (5500m)

1) 在各种原初成分、原初谱和相互作用模型的组合中, 本工作所取的参数组与乳胶室实验的主要统计数据符合得最好, 见[8].

或富士山高度(3800m)时,即记录下它们的种类、能量、产生高度、方向余弦、坐标、它们在各代作用中的序号以及它们是否是大  $p_T$  夸克碎裂产物的后代等信息。

### 三、结 果

对 300—10000TeV 的原初粒子共取样 17000 个, 2000—10000TeV 的原初粒子 420 个。在 5500m 观测面, 得到观测能量  $\geq 100$ TeV 的族事例 274 个。其中, 普通核作用事例绝大多数不具有团状结构的图象。少数事例具有两团结构, 夸克-夸克散射所引起的喷注对形成这种团状结构的贡献非常明显。

例如, 图 6 所示 12-17-6824 号事例, 其中距离轴心约 1cm 处的一个  $\sim 70$ TeV 的团就是由夸克硬散射引起的强子喷注形成的。图 7 所示 11-11-235 号事例, 其中 74.1TeV 的团也是由夸克硬散射形成的, 两团相距约 1.2cm。

为和 [3] 文所发表的两团事例作比较, 设  $E_1$ 、 $E_2$  分别表示两团的总观测能量,  $R_{12}$  表

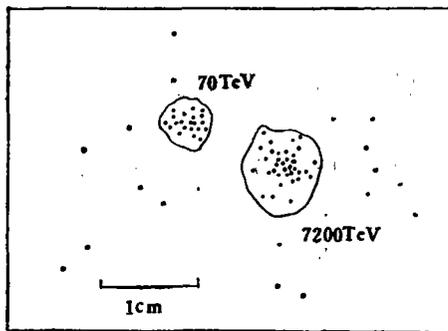


图 6 12-17-6824 号二团结构事例

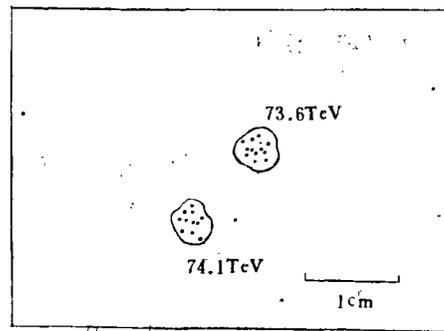


图 7 11-11-235 号二团结构事例

表 1 模拟得到的满足条件 (11) 的二团结构事例

事例号	$E_1(\text{TeV})$	$E_2(\text{TeV})$	$R_{12}(\text{cm})$	$x_{12}(\text{TeV} \cdot \text{cm})$	是否由强子喷注形成
12-3-165	73.2	23.5	3.2	132.7	否
12-3-609	175.5	15.4	4.2	218.4	否
12-3-994	455.5	18.5	4.9	452.6	是
12-3-1163	80.8	8.4	7.2	187.9	是
12-17-4151	141.2	34.7	4.0	280.8	是
12-17-5150	129.8	29.3	3.0	215.0	是
12-17-5515	33.0	49.0	5.0	201.9	是
12-24-2043	123.4	85.4	1.9	189.9	是
12-24-2353	151.0	39.8	5.2	402.1	否
12-24-2693	126.0	72.0	1.8	168.8	是
12-18-8239	112.3	28.3	3.5	199.0	是
12-26-80	146.0	8.5	5.5	193.8	是
12-26-125	342.1	17.5	5.5	425.5	是
12-26-190	190.1	4.1	5.8	161.9	是
12-26-402	77.5	42.2	3.8	214.5	是

示两团能量中心的距离,  $\langle r_1 \rangle$ 、 $\langle r_2 \rangle$  分别表示两个团按能量计数的平均半径, 则在 274 个总观测能量大于 100TeV 的族中, 满足条件:

$$\left. \begin{aligned} E_1 + E_2 &\geq 80\text{TeV} \\ R_{12} &\geq 5\langle r_1 \rangle \text{ 及 } 5\langle r_2 \rangle \\ x_{12} = \sqrt{E_1 E_2} \cdot R_{12} &\geq 100\text{TeV} \cdot \text{cm} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

的事例有 15 个(表 1), 占 274 个族事例的 5.5%。15 个二团结构事例中, 有 12 个由夸克硬散射的强子喷注形成。

需要说明, 本工作假定强子的记录效率为 1, 这相应于厚度很大的乳胶室。由于乳胶室单元面积的限制而在实验上可能损失少量二团事例的因素, 也未予考虑。在模拟中, 若完全采用 Chacaltaya 乳胶室的条件, 表 1 所列的二团结构事例数还将有所减少。

#### 四、结论和讨论

1. 大 ER 团的一个可能的来源, 是涉及深层结构粒子的短程相互作用。本工作得到的图 6、7 这一类形态的事例定性地说, 高山乳胶室记录到的团状结构事例, 确实可以由超高能作用中强子部分子之间的硬散射形成。模拟得到的二团结构事例, 一般一个团来自这种大  $p_T$  夸克的碎裂, 另一个来自不同高度的普通核作用。

2. 本工作得到的二团结构事例率为 5.5% (若取 Chacaltaya 组的实验装置作模拟, 这个事例率还要降低), 比文 [3] 报道的实验值 10% 低。这说明, 在超高能区, 产生大  $p_T$  强子喷注的总截面可能比图 3 所示的还要大些。D. Cline 等指出<sup>[10]</sup>, 用交换胶子的部分子散射模型计算超高能区的大  $p_T$  喷注截面, 在  $S = 10^6 \text{GeV}^2$  可达 15mb。因此, 用 QCD 作计算, 可能增加二团结构的事例率。

3. 本工作还得到一些来自大  $p_T$  强子喷注的单团事例。由于原初宇宙线包含一定份额的原子核, 在核入射情况, 为每个散裂核子在大气中的作用过程引进强子部分子的硬散射, 也有可能增加二团结构的事例数。

4. 若取二团结构事例的  $E_1 + E_2$  为纵坐标,  $x_{12} = \sqrt{E_1 E_2} R_{12}$  为横坐标作图(图 8),

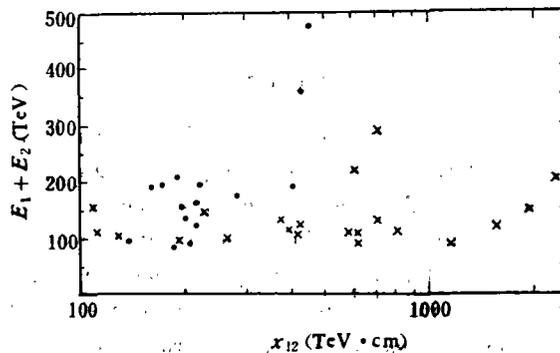


图 8 二团结构事例的  $E_1 + E_2$  与  $x_{12}$  的关系

x——实验, Chacaltaya 组, •——夸克硬散射模型模拟, 本工作

可以看到,在实验和模型模拟所得的两组事例中,其  $E_1 + E_2$  近似相等,但模型模拟所得的  $x_{12}$  比实验的  $x_{12}$  小,约小 4—5 倍. 这说明,夸克之间的散射虽可产生大  $p_T$  的二团形态事例,但两团间的距离不够宽,即  $p_T$  还不够大. QCD 预言,在能量很高和  $p_T$  很大时(例如  $p_T \gtrsim 10\text{GeV}/c$ ),大  $p_T$  产生截面将正比于  $p_T^{-4}$ . 若采用 QCD,预期两团的距离会展宽一些. 但初步分析仍不能解释乳胶室实验观察到的分隔很宽的那一部分团状事例. 对这一部分事例,可能需要更大  $p_T$  或更深结构的机制.

5. 超高能作用中的多团现象,不会是单一因素造成的. 一部分团状结构事例来源于未知重粒子衰变的可能性也不排除.

杜东生、张肇西同志从理论方面给了许多帮助,况浩怀、任敬儒同志进行了多次有益的讨论,况浩怀同志还参加了课题论证,谨表示深切的感谢.

### 参 考 文 献

- [1] Brazil-Japan Collaboration, *Canadian Journal of Phys.*, 46(1968), S660.
- [2] 任敬儒等, 16th International Cosmic Ray Conference, Kyoto, 7(1979), 273.
- [3] O. M. G. Iattes, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, *Phys. Reports*, 65(1980), No. 3.
- [4] R. P. Feynman, R. D. Field, G. C. Fox, *Nucl. Phys.*, B128(1977), 1.
- [5] R. P. Feynman, R. D. Field, G. C. Fox, *Phys. Rev.*, D18(1978), 3320.
- [6] R. D. Field, R. P. Feynman, *Phys. Rev.*, D15(1977), 2590.
- [7] G. Cocconi, *Nucl. Phys.*, B28(1971), 341.
- [8] K. Kasahara, S. Torii, T. Yuda, 16th International Cosmic Ray Conference, Kyoto, 13(1979), 70.
- [9] S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, 1969 John Wiley and Sons, p. 744.
- [10] D. Cline, F. Halzen, J. Luthé, *Phys. Rev. Lett.*, 31(1973), 491.

## CLUSTER PHENOMENA OBSERVED IN EMULSION CHAMBER EXPERIMENTS IN ENERGY REGION OF $10^{15}$ — $10^{16}$ eV AND HADRON JETS WITH LARGE TRANSVERSE MOMENTA

DING LIN-KAI ZHU QING-QI GUO KE-ZHUN  
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

Introducing hard quark scattering mechanism in hadron-hadron interactions of  $10^{15}$ — $10^{16}$  eV region, the propagation of cosmic rays through atmosphere is simulated by using Monte-Carlo method. The results show that the qualitative features of "two-cluster" events observed in emulsion chamber experiments can be described qualitatively by the large  $p_T$  hadron jets produced in quark-quark scattering. But compared with the experiments, the event rate obtained by us is rather small and the distance between two clusters is too narrow. Some discussions for the characteristic of large transverse momentum phenomena in ultrahigh energy region and for improving model are given.