

夸克喷注与胶子喷注角分布特性的研究*

魏会领 陈刚¹⁾

(中国地质大学数学与物理学院物理系 武汉 430074)

摘要 用蒙特卡洛模拟 Jetset 7.4 产生质心能量为 91.2GeV 的正负电子对撞事件. 在引入喷注的圆锥角后, 对不同味的夸克喷注和由不同味夸克发射的胶子产生的喷注的角分布特性进行了仔细研究. 结果发现, 在相同的能量下, 胶子喷注的角分布范围比夸克喷注的角分布范围要明显宽一些. 在带电粒子数、横动量相同的条件下, 胶子喷注的平均圆锥角比夸克喷注的平均圆锥角大很多. 喷注的平均圆锥角随带电多重数以及喷注的横动量的分布都呈线性正关联. 由不同味的夸克发射的胶子产生的喷注的圆锥角分布特性相同; 而不同味的夸克喷注的圆锥角分布存在明显的差异.

关键词 e^+e^- 对撞 胶子喷注与夸克喷注 圆锥角 几何特性

1 引言

根据量子色动力学(QCD), 组成物质的基本单元是夸克和胶子. 由于“色禁闭”, 无法找到自由状态的夸克和胶子. 但是, 通过分析夸克和胶子强子化的产物, 可以间接得到强相互作用和夸克的性质.

1975年在 e^+e^- 对撞实验中首先发现了2-喷注事件^[1]. 此后, 1979年在17—30GeV能区又观察到了3-喷注事件^[2]. 按照定域部分子-强子二重性^[3](LPHD), 强子喷注反映了初始部分子碎裂与强子化的信息. 因此, 通过对喷注的研究, 可以间接了解到夸克和强相互作用的性质.

味道量子数与强相互作用无关是QCD的基本性质, 味道对称的唯一破坏是重夸克碎裂时的“质量效应”. 由于胶子有比夸克大的色荷, 因此胶子喷注有比夸克喷注“胖”的性质. 在LEP e^+e^- 存储环(CERN)上得到的实验结果^[4-10]定量地与理论预言一致: 胶子喷注有比夸克喷注更多的平均带电多重数、更软的碎裂函数和更宽的角分布^[11]. 本文从喷注的角分布特性入手, 研究胶子喷注与夸克喷注的几何性质及其它们之间的差异; 通过对 e^+e^- 对撞产生的初始夸克加以区别, 研究不同味夸克强子化以及发射的胶子强子化形成的喷注的几何特性.

本文用蒙特卡洛模拟 Jetset 7.4 产生质心能量 $\sqrt{s} = 91.2\text{GeV}$ 的 e^+e^- 对撞事件, 用 Durham 方法判别喷注, 挑选出三喷注事件^[12]. 根据 QCD, 这 3 个喷注分别由 e^+e^- 对撞初始产生的正反夸克以及由其中一个夸克(或反夸克)发射的一个硬胶子强子化而形成的. 其中, 发射该胶子的夸克(或反夸克)称为母夸克. 为便于在相同条件下比较夸克喷注与胶子喷注性质的差异, 本文研究由母夸克强子化形成的喷注和由胶子强子化形成的喷注. 为简单起见, 以下称母夸克喷注为夸克喷注; 夸克强子化而产生的喷注就称为该种味的夸克喷注. 例如, 由 b 夸克强子化形成的喷注就称为 b 夸克喷注. 为研究不同味夸克发射的胶子的性质, 特将它们加以区别: 由特定味道的夸克所发射的胶子称为该种夸克型的胶子, 对应强子化形成的喷注称为该夸克型胶子喷注. 例如, 由 b 夸克发射的硬胶子, 称为 b 胶子; 其强子化形成的喷注, 称为 b 胶子喷注.

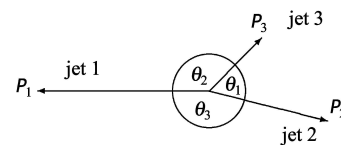


图 1 三喷注事件分布示意图

研究夸克喷注与胶子喷注的性质, 还需要从3-喷

2006 - 12 - 28 收稿

* 国家自然科学基金(10347152)和湖北省高校优秀中青年科技创新项目(EJK0316)资助

1) E-mail: chengang1@cug.edu.cn

注事件的3个喷注中, 辨别出夸克喷注与胶子喷注. 我们采用角度方法^[13], 如图1所示.

其中, $\mathbf{P}_i (i=1,2,3)$ 为喷注 i 中所有粒子的动量之和. 喷注与喷注之间的夹角为

$$\theta_i = \arccos \left(\frac{P_{j1}P_{k1} + P_{j2}P_{k2} + P_{j3}P_{k3}}{\sqrt{P_{j1}^2 + P_{j2}^2 + P_{j3}^2} \sqrt{P_{k1}^2 + P_{k2}^2 + P_{k3}^2}} \right),$$

$$(i, j, k = 1, 2, 3; i \neq j, j \neq k, k \neq i).$$

(1)

其中最大角 θ_3 所对的喷注为胶子喷注, 最小角 θ_1 所对的喷注为未发射硬胶子的初始夸克所形成的喷注, 中间角 θ_2 所对的喷注为母夸克喷注. 考虑到动量守恒的要求, 三喷注要在同一平面上, 加上了条件: $\theta_1 + \theta_2 + \theta_3 \geq 359^\circ$. 为提高事件的纯度^[14], 加上了条件: $\theta_1 - \theta_2 \geq 10^\circ$.

2 喷注内部粒子的二维角分布特性

为描述喷注内部粒子的角分布特性, 定义角分布变量 α_1 和 α_2 ,

$$\alpha_1 = f_1(\theta, \phi) = P_x/P = \sin\theta \cos\phi,$$

$$\alpha_2 = f_2(\theta, \phi) = P_y/P = \sin\theta \sin\phi.$$

(2)

其中 θ 为粒子的动量方向与喷注的动量方向的夹角, ϕ 为粒子的动量在横平面内的投影与 x 轴方向的夹角.

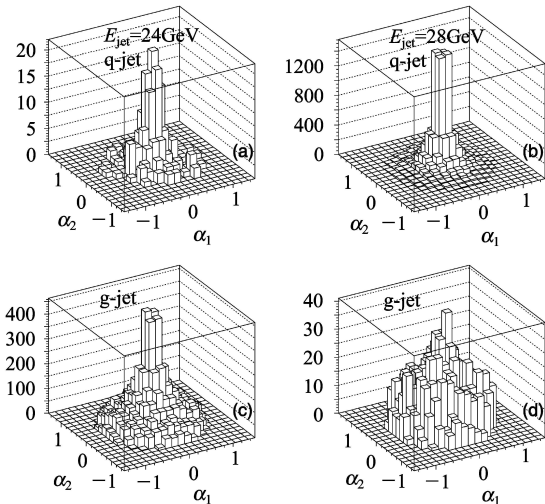


图2 夸克喷注与胶子喷注内部粒子的二维角分布直方图

第1行为夸克喷注, 第2行为胶子喷注; 第1列能量为24GeV, 第2列能量为28GeV.

用 Jetset7.4 产生 5000000 个 e^+e^- 对撞事件, 用 Durham 法则挑选出三喷注事件 379825 个, 再从三喷注事件中挑选出能量为 24GeV, 28GeV 的夸克喷注和胶子喷注. 根据(2)式中定义的角分布变量画出不同

能量下夸克喷注和胶子喷注内部粒子的二维平均角分布图, 如图2所示. 图2给出的是能量分别为 24GeV, 28GeV 的夸克(不区分初始夸克味)喷注和胶子喷注内部粒子的二维角分布直方图.

从图2中可以看出: 在相同能量下, 胶子喷注内部粒子的角分布范围比相应的夸克喷注内部粒子的角分布范围明显宽一些, 且其分布相对于喷注轴有很好的对称性, 即喷注在空间的分布呈圆锥形. 这些结论与 QCD 理论的预期是一致的.

3 圆锥角的定义

在上一节中, 定性地讨论了喷注内部粒子的角分布特性, 并比较了胶子喷注和夸克喷注内部粒子角分布特性的差异. 为了定量地研究喷注内部的几何特性, 以下定义喷注的圆锥角^[15].

设 1 个事件中第 i 个喷注的带电粒子数为 n_i , 该喷注的总动量为 \mathbf{P}^i , 该喷注中第 j 个带电粒子的动量为 \mathbf{P}_j^i , 则此喷注的圆锥角定义为

$$\langle \theta \rangle = \frac{1}{n_i} \sum_{j=1}^{n_i} \arccos \left(\frac{\mathbf{P}^i \cdot \mathbf{P}_j^i}{|\mathbf{P}^i| |\mathbf{P}_j^i|} \right),$$

(3)

考虑到不同动量大小的粒子在喷注中的地位不同, 即对喷注产生的影响不同, 在计算喷注的圆锥角时可以加上动量权重 ω_j :

$$\omega_j = \frac{|\mathbf{P}_j^i|}{\frac{1}{n_i} \sum_{k=1}^{n_i} |\mathbf{P}_k^i|},$$

(4)

则加权后的喷注的圆锥角定义为

$$\langle \theta \rangle = \frac{1}{n_i} \sum_{j=1}^{n_i} \omega_j \arccos \left(\frac{\mathbf{P}^i \cdot \mathbf{P}_j^i}{|\mathbf{P}^i| |\mathbf{P}_j^i|} \right).$$

(5)

4 夸克喷注与胶子喷注圆锥角的分布

用 Jetset7.4 产生器产生质心能量为 91.2GeV 的 e^+e^- 对撞事件 5000000 个, 用 Durham 法则判别三喷注事件, 共挑选出 379825 个三喷注事件, 再从三喷注事件中挑选出能量分别为 18GeV, 24GeV 的夸克喷注和胶子喷注, 从而得到不同能量的夸克喷注和胶子喷注的圆锥角的分布, 如图3所示. 图3中给出了能量分别为 18GeV, 24GeV 下夸克喷注(不区分初始夸克)和胶子喷注的圆锥角分布.

从图3中可以看出, 在带权重和不带权重两种情况下, 当能量相同时, 胶子喷注的圆锥角分布的中心

都在夸克喷注的圆锥角分布的中心的右侧，即，胶子喷注的平均圆锥角都比夸克喷注的平均圆锥角大一些。这一结论与 QCD 理论的预期一致。

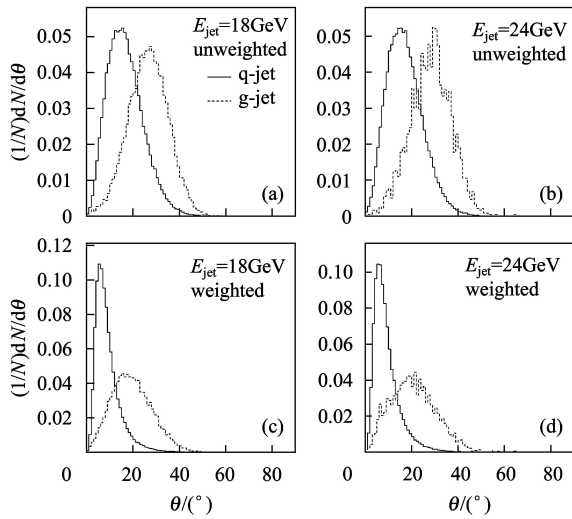


图 3 夸克喷注和胶子喷注圆锥角的分布
(a), (b) 不加权重; (c), (d) 加权重.

5 不同味的夸克和胶子喷注的平均圆锥角与多重数和横动量的关联特性

用蒙特卡洛模拟 Jetset7.4 产生器产生初始夸克对分别为 $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ 和 $u\bar{u}$ 且能量为 91.2GeV 的 e^+e^- 对撞事件各 5000000 个。用 Durham 法则挑选出三喷注事件。

为研究喷注的圆锥角与喷注的带电多重数的关系，分别计算了喷注带电多重数为 2, 3, ..., 12 时喷注的平均圆锥角。

在计算带电多重数为 l 时的喷注的平均圆锥角时，分别统计某种喷注在该带电多重数下总的圆锥角，再除以带电多重数为 l 的该种喷注数 n_l 就可以得到该带电多重数下该种喷注的平均圆锥角：

$$\langle \theta_C \rangle_{l,k} = \frac{1}{n_l} \sum_{m=1}^{n_l} \langle \theta_C \rangle_{jet-k}^{l,m}, \quad (6)$$

$(k = 1, 2, 3; l = 2, \dots, 12).$

其中 $\langle \theta_C \rangle_{jet-k}^{l,m}$ 是带电多重数为 l 的第 m 个 k 类喷注的圆锥角。

在图 4 中，给出了 5 种不同味的夸克喷注和对应的 5 种胶子喷注的平均圆锥角随带电多重数的分布。

从图 4 中可以看出：(1) 当粒子数相同时，胶子喷注的平均圆锥角都比夸克喷注的平均圆锥角大很多，这与文献中胶子喷注比夸克喷注胖的理论预言一致。(2) 不带权重时，不同味夸克喷注的平均圆锥角和由

不同味夸克发射的胶子产生的喷注的平均圆锥角随喷注的带电多重数的分布都呈现线性正关联。值得注意的是，带权重时，不同味夸克喷注的平均圆锥角和由不同味夸克发射的胶子产生的喷注的平均圆锥角随喷注的带电多重数的分布，都出现一个极小值，这个极小值的位置都在 $n = 4$ 附近，即只有当 $n > 4$ 时，分布才呈线性正关联。这种考虑动量权重后产生极小值的现象，主要是领头粒子效应引起的。当 $n = 2$ 时，喷注轴在两个粒子之间，平均圆锥角较大；而当 $n = 3$ 或 $n = 4$ 时，由于领头粒子的动量较大，且靠近喷注轴，加权重后使得平均圆锥角变小；当 $n > 4$ 以后，粒子数逐渐增多，领头粒子的动量也逐渐变小，其对喷注的平均圆锥角的影响减弱，所以，随着粒子数的增加平均圆锥角将会逐渐增加。(3) 由不同味夸克发射的胶子产生的喷注的分布，在误差范围内近似相同，这说明由不同味夸克发射的胶子具有相同的特性；而不同味的夸克喷注的分布在数值上有明显的差异，且分布的斜率不相同，这说明不同味的夸克在性质上有差别。这种差异主要是由于不同味的夸克质量不同所引起的。

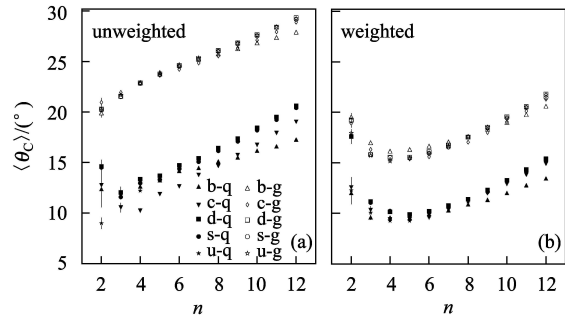


图 4 不同味夸克喷注和胶子喷注平均圆锥角随带电多重数的分布
(a) 不带权重; (b) 带权重.

为了研究喷注的圆锥角与喷注的横动量的关系，将喷注的横动量 $P_T = 0.4 - 10\text{GeV}/c$ 区间均分成 12 个小区间，分别计算不同味夸克喷注和不同胶子喷注在各小区间内的平均圆锥角。在计算每个横动量间隔内喷注的平均圆锥角时，分别统计某种喷注在横动量间隔 l 中的总圆锥角，再除以落在该横动量间隔中的该种喷注数 n_l 就可以得到该横动量间隔内该种喷注的平均圆锥角：

$$\langle \theta_C \rangle_{l,k} = \frac{1}{n_l} \sum_{m=1}^{n_l} \langle \theta_C \rangle_{jet-k}^{l,m}, \quad (7)$$

$(k = 1, 2, 3; l = 1, 2, \dots, 12).$

其中 $\langle \theta_C \rangle_{jet-k}^{l,m}$ 为横动量间隔 l 中第 m 个 k 类喷注的圆锥角。

在图 5 中，给出了 5 种不同味的夸克喷注和对应的

胶子喷注的平均圆锥角随横动量的分布.

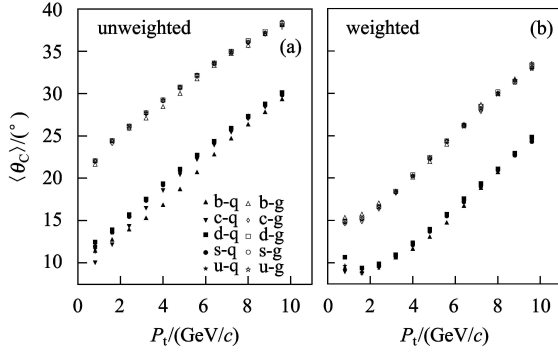


图5 不同味夸克喷注和胶子喷注的平均圆锥角随喷注横动量的分布
(a)不带权重; (b)带权重.

从图5中可以看出, 在相同的条件下, 胶子喷注的平均圆锥角比夸克喷注的平均圆锥角大很多. 不带权重时, 不同味夸克喷注的平均圆锥角和由不同味夸克发射的胶子所产生的喷注的平均圆锥角随喷注的横动量的分布都呈很好的线性正关联. 考虑动量权重时, 不同味的夸克喷注的平均圆锥角随喷注的横动量的分布, 在高端仍然呈很好的线性正关联; 而在低端出现了上翘现象, 这可能也是由于领头粒子效应引起的. 由不同味的夸克发射的胶子产生的喷注的分布相同, 说明由不同味的夸克发射的胶子具有相同的特性. 不同味夸克喷注的分布在数值上存在一定的差异, 这说明不同味夸克在性质上存在差别.

为解释和说明, 图4和图5中不同味夸克喷注圆锥角分布的特性差异, 首先, 用蒙特卡罗模拟产生数据, 将喷注的横动量在 $P_t = 0.4 - 10 \text{ GeV}/c$ 的范围内分为12个等间隔的区间, 计算不同味的夸克喷注的带电多重数随横动量的分布, 如图6所示.

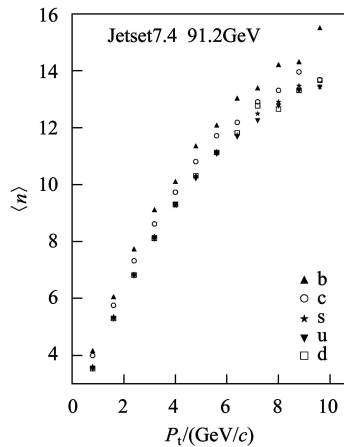


图6 不同味夸克喷注的带电多重数随喷注的横动量的分布

从图6中可以看出, 在横动量相同的条件下, 各种不同味的夸克所形成的喷注的带电多重数并不相同,

带电多重数的分布按形成喷注的初始夸克的质量的大小排列, 且质量越大, 多重数越多. 设两种夸克的质量分别为 m_A 和 m_B , 产生的末态带电强子数分别为 n_A 和 n_B , 则

$$n_A > n_B, \quad (\text{as } m_A > m_B). \quad (8)$$

从这一结论出发, 建立了一个简单模型. 首先假定在喷注中只含有两类粒子: 一类为大纵动量小横动量粒子, 记为 Γ , 其每个粒子的横动量为 P , 与喷注轴的夹角为 α ; 另一类为小纵动量大横动量粒子, 记为 Λ , 其每个粒子的横动量为 Q , 与喷注轴的夹角为 β . 很显然,

$$\alpha < \beta, \quad P < Q. \quad (9)$$

任意选取两种不同味的夸克A和B作为研究对象, 它们的质量分别为 m_A 和 m_B , 且 $m_A > m_B$. 由夸克A形成的喷注记为A-jet, 由夸克B形成的喷注记为B-jet. 在相同的横动量 P_t 下, 设A-jet中含有 Γ 类粒子的个数为 n , 含有 Λ 类粒子的个数为 m ; B-jet中含有 Γ 类粒子数为 N , Λ 类粒子数为 M . 则有

$$P_t = nP + mQ, \quad (10)$$

$$P_t = NP + MQ. \quad (11)$$

A-jet及B-jet的平均锥角分别为

$$\langle \theta \rangle_{\text{A-jet}} = \frac{n\alpha + m\beta}{n + m}, \quad (12)$$

$$\langle \theta \rangle_{\text{B-jet}} = \frac{N\alpha + M\beta}{N + M}. \quad (13)$$

将(8)—(11)式代入(12)和(13)式, 可解得

$$\langle \theta \rangle_{\text{A-jet}} - \langle \theta \rangle_{\text{B-jet}} = (\alpha - \beta)(nM - Nm) = (\alpha - \beta) \left(\frac{P(n - N)}{Q} \right) < 0. \quad (14)$$

即在相同的横动量下, A-jet的平均锥角小于B-jet的平均圆锥角. 因 $m_A > m_B$, 所以, 产生喷注的夸克的质量越大, 则喷注平均圆锥角越小.

设各种喷注中 Γ 类与 Λ 类粒子的个数占该喷注的总带电粒子数的比例保持不变, 记A-jet中 Γ 类粒子的个数占该喷注中带电粒子数的比值为 x , B-jet中 Γ 类粒子的个数占该喷注中带电粒子数的比例为 y , 则

$$x = \frac{n}{n + m}, \quad y = \frac{N}{N + M}. \quad (15)$$

由(8)—(11)式可解得 $n > N$ 及 $m < M$, 代入(15)式可解得: $x > y$, 即A-jet中大纵动量粒子的个数所占的比例要高于B-jet中该种粒子数的比例.

当不同味夸克喷注的带电粒子数 N_{tot} 相同时, 喷注的平均圆锥角可以表示为

$$\langle \theta \rangle_{\text{A-jet}}^{N_{\text{tot}}} = N_{\text{tot}} [x\alpha + (1-x)\beta], \quad (16)$$

$$\langle \theta \rangle_{\text{B-jet}}^{N_{\text{tot}}} = N_{\text{tot}} [y\alpha + (1-y)\beta]. \quad (17)$$

则喷注的平均圆锥角随带电粒子数分布图中的斜率可以按下式计算

$$\frac{\partial \langle \theta \rangle_{\text{A-jet}}^{N_{\text{tot}}}}{\partial N_{\text{tot}}} = x\alpha + (1-x)\beta, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \langle \theta \rangle_{\text{B-jet}}^{N_{\text{tot}}}}{\partial N_{\text{tot}}} = y\alpha + (1-y)\beta. \quad (19)$$

因 $x > y$, 所以

$$\frac{\partial \langle \theta \rangle_{\text{A-jet}}^{N_{\text{tot}}}}{\partial N_{\text{tot}}} < \frac{\partial \langle \theta \rangle_{\text{B-jet}}^{N_{\text{tot}}}}{\partial N_{\text{tot}}}.$$

即 A-jet 分布的斜率小于 B-jet 分布的斜率. 因为, $m_{\text{A}} > m_{\text{B}}$, 所以产生喷注的夸克的质量越大, 则其平均圆锥角随喷注横动量的分布的斜率越小.

对于 b, c, s, u, d 5 种不同味的夸克, 质量都存在一定的差异, b 夸克的质量 (5GeV) 比其他味夸克的质量大很多, 其次为 c 夸克 (1.5GeV), u, d 夸克的质量最小. 因此, (1) 在平均圆锥角随带电多重数的分布 (如图 4 所示) 中, 不同味夸克喷注的分布并不相同. 由于 b 夸克喷注的质量最大, 则其分布的斜率最小. (2) 在平均圆锥角随横动量的分布 (如图 5 所示) 中, 不同味夸克喷注的分布存在一定的差异, 由于 b 夸克喷注的质量最大, 则其平均圆锥角的分布最低.

6 总结与讨论

用蒙特卡罗模拟 Jetset7.4 产生质心能量为 91.2GeV 的 e^+e^- 对撞事件, 用 Durham 法则判别三喷

注事件, 用角度法挑选夸克喷注和胶子喷注. 定义了角分布变量 α_1, α_2 来定性地描述喷注内部粒子的角分布特性, 定义了喷注的圆锥角, 用以定量地描述喷注内部粒子分布的几何特性. 经研究发现:

1. 在相同能量下, 胶子喷注内部粒子的角分布比夸克喷注内部粒子的角分布明显宽一些. 在粒子数、横动量相同的情况下, 胶子喷注比夸克喷注的平均圆锥角大很多. 这正好与 QCD 理论所预言的胶子比夸克“胖”的结论一致.

2. 不带权重时, 喷注的平均圆锥角随喷注的带电多重数以及喷注的横动量呈线性正关联. 这表明我们所定义的喷注的圆锥角及其分布可以反映喷注内部粒子数的分布特性, 也可以反映喷注的横动量的分布特性, 即, 可以用喷注的这种几何特性描述喷注内部的动力学特性.

3. 值得注意的是, 带权重的喷注的平均圆锥角随喷注的带电多重数和横动量的分布都呈现出一个极值分布, 即平均圆锥角随带电多重数先单调减少然后再单调增加, 不同味夸克喷注和相应的胶子喷注中的这个极小值都在 $n = 4$ 附近, 即只有在极小值右侧, 平均圆锥角与带电多重数才呈现线性正关联. 产生这种极小值的现象是由于领头粒子效应引起的.

4. 从不同味夸克喷注和相应的胶子喷注的平均圆锥角随带电多重数、横动量的分布可得: 在相同条件下, 由不同味的初始夸克发射的胶子产生的喷注的平均圆锥角随喷注的带电多重数、横动量的分布都近似相同. 而不同味的夸克喷注的分布特性存在差别, 这是由于不同味的夸克之间质量存在差异, 造成了强相互作用的对称性破缺所引起的.

感谢华中师范大学粒子物理研究所刘连寿教授的指导和有益的讨论!

参考文献(References)

- Hanson G, Abrams G S, Boyarski A M et al. Phys. Rev. Lett., 1975, **35**: 1609—1612
- Brandelik R et al. Phys. Lett., 1979, **B86**: 243
- Dokshitzer Yu L, Troyan S I. In: Proc. of the XIX Winter School of the LNPI: Vol.1. Leningrad, 1984, 144; Azimov Ya I, Dokshitaer Yu L, Khosze SI. Z. Phys., 1985, **C27**: 65—72
- Alexander G et al. (OPAL Collab.). Phys. Lett., 1991, **B265**: 462
- Acton P D et al. (OPAL Collab.). Z. Phys., 1993, **C58**: 387
- Akers R et al. (OPAL Collab.). Z. Phys., 1995, **C68**: 179
- Alexander G et al. (OPAL Collab.). Z. Phys., 1996, **C69**: 543
- Abreu P et al. (DELPHI Collab.). Z. Phys., 1996, **C70**: 179
- Buskulic D et al. (ALEPH Collab.). Phys. Lett., 1995, **B346**: 389
- Buskulic D et al. (ALEPH Collab.). CERN-PPE/95-184
- Knowles I G et al. Physics at LEP 2, Vol. 2, CERN 96-01. eds. Altarelli G and Zwirner F; Gary J W. Proceedings of the XXV International Symposium on Multiparticle Dynamics. Stará Lesná, Slovakia, September, 1995, 12—16
- Catani S et al. Phys. Lett., 1991, **B269**: 432—438
- Derrick M et al. Phys. Lett., 1985, **B165**: 449
- YU M L, LIU L S. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**: 647
- CHEN G, LIU L S. Chin. Phys. Lett., 2005, **22**: 840

Study on the Characters of Angular Distribution of Quark Jets and Gluon Jets^{*}

WEI Hui-Ling CHEN Gang¹⁾

(Department of Physics, China University of Geosciences, Wuhan 430074, China)

Abstract The 3-jet events are produced by Monte Carlo simulation Jetset7.4 in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 91.2\text{GeV}$. After introducing the cone angle of jets, we carefully studied the characters of the angular distributions of quark jets and gluon jets with different flavors. It turns out that the ranges of angular distributions of gluon jets are obviously wider than that of quark jets at the same energies. The average cone angles of gluon jets are much larger than that of quark jets for the same charged particle multiplicity or the same transverse momentum. There are linear relations in the distributions of the average cone angles of jets as functions of the charged multiplicity and the transverse momentum. The angular distribution properties of gluon jets produced by quarks with different flavors are the same, while there are obvious differences among the distributions of cone angles for quark jets of different flavors.

Key words e^+e^- collisions, quark jets and gluon jets, cone angle, geometrical characters

Received 28 December 2006

^{*} Supported by NSFC (10347152) and Science Foundation of the Education Department of Hubei Province(EJK0316)

1) E-mail: chengang1@cug.edu.cn