

e^+e^- 湮没为轻夸克对的强子产率*

刘希明¹⁾ 王永刚 张学尧

(山东大学物理系 济南 250100)

摘要 通过分析 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h's$ 过程轻味夸克 jet 事例中电磁与强作用激发夸克的平均产生几率, 得出初始轻味 uds 夸克 jet 中各种粒子的产率与初始夸克味道和夸克对数 N 的依赖关系. 进一步给出领头强子的相对产率, 同样明显与初始夸克味道和夸克对数 N 有关. 这种依赖关系在低能区更明显.

关键词 轻味夸克 粒子产率 领头粒子

1 引言

强子喷注(jet)是高能粒子反应最重要的特征之一, 通过强子喷注的研究可以探索新的物理现象与反应机制. 按照定域部分子-强子二重性^[1](LPHD), 强子 jet 中的粒子多重数与 jet 内部分子的多重数有关, 强子 jet 反映了初始部分子碎裂与强子化的信息. 通过 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h's$ 过程分别研究初始夸克 q_0 (\bar{q}_0) 为轻夸克 uds 和重夸克 cb 不同味道时的强子 jet 的性质, 能够检验电磁作用理论与强相互作用 QCD 理论. 例如, 比较特定味道初始夸克碎裂的带电粒子多重数是否相等来检验强相互作用的味道无关性. 虽然实验和理论研究重夸克 cb 碎裂的文献很多, 直到现在只有少数实验^[2]分析了轻夸克 uds 碎裂的平均结果. 主要原因是部分子的次级衰变使 jet 中额外的轻夸克 uds 非常丰富, 明确区分含有初始 uds 夸克的强子 jet 十分困难. 最近, OPAL 实验组^[3]利用积累的 4.4M 个强子事例, 从中挑选出初始夸克为 uds 的强子事例, 分别得到初始夸克味道为 u, d 与 s 的轻味 jet 中的平均带电粒子多重数、领头粒子多重数等一些有意义的实验结果. 味道量子数与强相互作用无关是 QCD 的基本性质. 这个味道对称性的惟一破坏是重夸克碎裂时的“质量效

应”, 由于重夸克质量大, 抑制了进一步辐射部分子的有效相空间, 导致重夸克伴随产生的强子多重数比相同能量下轻夸克事例强子多重数低. 由于轻夸克质量很低, 不存在“质量效应”, 相同质心能量的轻味夸克 jet 应具有相等的带电粒子多重数.

$e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h's$ 强子化过程需借助理论模型描述, 其中比较成功的 Lund 弦碎裂模型^[4]基本图像是初始夸克 q_0 与反夸克 \bar{q}_0 之间形成相对论色力弦, 弦的断裂产生新的夸克反夸克对 $q\bar{q}$ 形成介子. Webber 的团碎裂模型^[5]的基本图像是部分子末态形成色单态, 色单态衰变为一对强子. 这些强子化模型相应的 Monte-Carlo 事例产生器中都包含很多自由参数, 通过调整这些参数, 能够解释与预言高能粒子反应的实验. 由于 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h's$ 过程包括电磁作用与强相互作用两种不同的夸克产生机制, 本文首先分别给出轻味夸克 jet 事例中平均 uds 夸克的产生几率, 由此得到的各种强子产率都与夸克对数 N 有关, 而且不同初始味道 jet 事例中的产率也不完全相同, 但末态带电粒子多重数基本相等, 满足强相互作用味道无关性的要求. 包含初始夸克的介子或重子称为领头粒子, 因为领头粒子带有初始夸克的信息而受到关注. 在 Lund 模型中解释重子产生时必须引进附加的双夸克对“Diquark”产生与

2003-05-19 收稿

* 北京正负电子对撞机国家实验室开放课题资助

1) E-mail: lxm@sdu.edu.cn

“popcon”机制,同时还要引入相应的双夸克对与夸克的比率(dq/q)等一系列可调参数.而夸克组合模型^[6](QCM)直接从夸克层次出发,能够很自然地得到重子与介子的产生几率.本文利用 QCM 模型分析了领头粒子的产率,发现各种领头粒子产率不仅与夸克对数 N 有关,而且对初始夸克味道的依赖很强.这种粒子产率与夸克对数和初始夸克味道的依赖关系,在低能区会更加明显.

2 平均夸克产生几率

高能粒子反应的多粒子产生过程首先产生许多夸克、反夸克,由这些夸克组合成末态观察到的强子.对于 $e^+e^- \rightarrow h's$ 过程,夸克的产生分为两个不同的阶段. e^+e^- 湮没后通过电(弱)过程产生一对初始夸克对 $q_0\bar{q}_0$,在质心能量足够高时,初始夸克可以是各种不同的味道.这对初始夸克进一步通过强相互作用用色真空激发产生许多新生夸克对 $q\bar{q}$.所有这些夸克在强作用下组合成各种强子,形成强子喷注,并称之为 $q_0\text{jet}$.初始夸克为轻夸克 uds 或重夸克 cb 的产生几率由弱电理论统一给出,反应质心能量 \sqrt{s} 比较低时与夸克所携带电荷平方成正比,在 LEP 能区由电弱理论给出为 $f_u:f_c:f_b = 0.61:0.17:0.22$.而 QCD 真空激发新生夸克的几率 P_i 与夸克质量 m_i 有关,“隧道效应”^[7] 给出一个简单关系 $P_i \propto e^{-km_i^2}$,由此估算出新产生的 5 种味道夸克的相对几率为 $P_u:P_d:P_s:P_c:P_b = 1:1:0.3:10^{-10}:10^{-95}$,因此色真空激发主要产生 u,d,s 轻味夸克,重味夸克 c,b 完全可以忽略不计.其中奇异夸克 s 相对 u,d 夸克产生几率也受到很大抑制,称之为“奇异抑制”效应.这个预言不仅被 e^+e^- 实验证实,也被其他高能反应实验证实,是与具体反应过程无关的普适规律.通常定义奇异夸克与非奇异夸克产生几率的比值为奇异抑制因子,写成 $\lambda = 2P_s/(P_u + P_d)$.真空激发新生 uds 轻夸克的归一化几率则为

$$P_u : P_d : P_s = \frac{1}{2 + \lambda} : \frac{1}{2 + \lambda} : \frac{\lambda}{2 + \lambda}. \quad (1)$$

大量实验测量了奇异抑制因子 λ ,通过测量直生奇异强子(含有奇异夸克)与非奇异强子(不含有奇异夸克)的平均多重数比例确定 λ 的数值,如 LEP 能区 e^+e^- 湮没实验^[8] 测量的直生矢量介子多重数比例是 $\langle K^{*0} \rangle / \langle \rho^0 \rangle = 0.29 \pm 0.01 \pm 0.05$, $\langle \phi \rangle / \langle K^{*0} \rangle = 0.29 \pm 0.01 \pm 0.04$,与重子多重数比例 $\langle \Xi^- \rangle / \langle \Sigma^0 \rangle =$

0.36 ± 0.10 近似相等.其他大量实验结果都表明由直生介子或重子多重数比率得到的奇异抑制因子是近似相等的,目前奇异抑制的世界平均值是 $\lambda = 0.290 \pm 0.015$.

通常用新生夸克几率(1)式表示轻夸克事例中所有不同味道夸克的产生几率,而没有考虑初始夸克的影响,事实上这个影响在很高能量时还是存在的.设在一定质心能量 \sqrt{s} 时 e^+e^- 湮没总计产生了 N 对夸克,其中一对为味道是 $u\bar{u}$ 的初始夸克.其余 $N-1$ 对为新生轻夸克 $q\bar{q}$,其中味道为 u 或 d 的比例由(1)式确定为 $(N-1)/(2+\lambda)$,而味道为 s 的则为 $\lambda(N-1)/(2+\lambda)$.这样 $u_0\text{jet}$ 事例中轻夸克 uds 平均产生几率为

$$\begin{cases} P_u^u = \frac{1}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} + 1 \right) \\ P_d^u = \frac{1}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} \right) \\ P_s^u = \frac{\lambda}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} \right) \end{cases}. \quad (2)$$

同样得出 $d_0\text{jet}$ 事例与 $s_0\text{jet}$ 事例中轻夸克的平均产生几率分别为

$$\begin{cases} P_u^d = \frac{1}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} \right) \\ P_d^d = \frac{1}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} + 1 \right), \\ P_s^d = \frac{\lambda}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} \right) \end{cases}, \quad (3)$$

$$\begin{cases} P_u^s = \frac{1}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} \right) \\ P_d^s = \frac{1}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} \right) \\ P_s^s = \frac{\lambda}{N} \left(\frac{N-1}{2+\lambda} + 1 \right) \end{cases}. \quad (4)$$

显然以上三式都满足归一化条件: $P_u + P_d + P_s = 1$.反夸克的平均产生几率与夸克相同.由以上可以看出 $u_0\text{jet}$ 中 u,d 夸克的几率不相等,而满足 $P_u^u > P_d^u$,而 $d_0\text{jet}$ 中则满足不等式 $P_d^d > P_u^d$;同时轻味夸克 u,d 以及 s 的几率在不同 $q_0\text{jet}$ 中也不同.所有几率都与夸克对数 N 有关,仅当夸克对数 $N \rightarrow \infty$ 时,3 种 $q_0\text{jet}$ 事例中轻味夸克 uds 的几率才满足(1)式.在 N 比较小时(质心能量 \sqrt{s} 较低时),不同味道夸克几率的差别非常明显.另外在 3 种 $q_0\text{jet}$ 事例中由于真空激发新生的 u 与 d 夸克几率相同,因此 3 种 $q_0\text{jet}$ 事例中夸克的几率还满足关系

$$P_u^u = P_d^d, \quad P_u^d = P_d^u, \quad P_u^s = P_d^s, \quad P_s^u = P_s^d. \quad (5)$$

在图 1 中给出了 3 种 $q_0\text{jet}$ 事例中轻味夸克几率随夸克对数 N 的变化情况, 以上特性都可以由图 1 清楚看出.

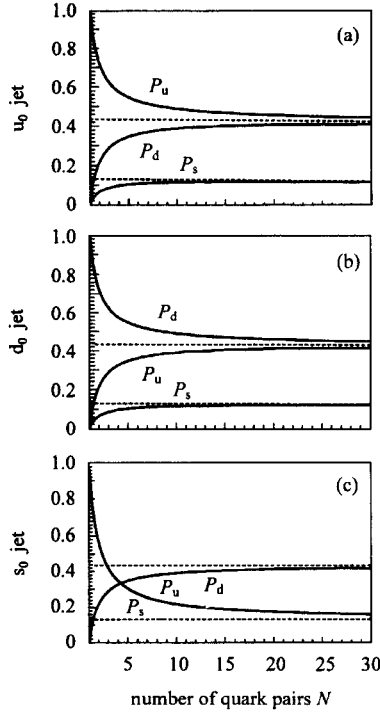


图 1 轻夸克 jet 中平均夸克几率随夸克对数 N 的变化
(a) $u_0\text{jet}$; (b) $d_0\text{jet}$; (c) $s_0\text{jet}$.

e^+e^- 湮没过程所有产生的夸克、反夸克都要通过色相互作用组合成 $SU_c(3)$ 强子, 这是一个非常复杂的过程, 既与夸克之间的相互作用机制也与不同夸克产生几率有关, 但强相互作用与夸克味道无关, 不同味道的夸克之间具有相同的作用机制. 由上面给出的夸克几率能够给出各种直生强子的相对产率. 按照强子的夸克模型介子 M 由夸克与反夸克组成 $q_i\bar{q}_j$, 重子 B 由 $q_i q_j q_k$ 组成, 同样反重子 \bar{B} 由 $\bar{q}_i \bar{q}_j \bar{q}_k$ 组成. 利用(2), (3)与(4)式, 得到 3 种轻味夸克 $q_0\text{jet}$ 中的介子 $q_i\bar{q}_j$ 的产率是

$$P^i(q_i\bar{q}_j) = AP_i^i P_j^j. \quad (6)$$

这里 i, j 表示介子中夸克的味道, A 是与相互作用机制有关的普通常数. 由于 3 种 $q_0\text{jet}$ 中夸克 q_i, \bar{q}_j 的产生几率不同, 因此味道相同的介子的产率也不再完全相同. 但对 $u_0\text{jet}, d_0\text{jet}$ 事例满足下列关系

$$P^u(\pi^+) = P^d(\pi^+) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^2 \left(1 + \frac{\lambda}{N} - \frac{1+\lambda}{N^2}\right), \quad (7)$$

$$P^u(\eta) = P^d(\eta) = \frac{1}{6} \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^2 \left(2 + \frac{2\lambda}{N} +$$

$$\frac{\lambda^2 + 2\lambda + 2}{N^2}\right) + \frac{2}{3} \left(\frac{\lambda}{2+\lambda}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{N}\right)^2, \quad (8)$$

但

$$P^u(K^\pm) = P^d(K_s^0\bar{K}_s^0) = \left(\frac{\lambda}{2+\lambda}\right)^2 \left(1 + \frac{\lambda}{N} - \frac{1+\lambda}{N^2}\right). \quad (9)$$

在 $s_0\text{jet}$ 中则满足关系

$$P^s(\pi^+) = P^s(\pi^-) = P^s(\pi^0) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{N}\right)^2, \quad (10)$$

$$P^s(K^\pm) = P^s(K_s^0\bar{K}_s^0) = \left(\frac{\lambda}{2+\lambda}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{N} + \frac{2}{N\lambda} - \frac{2}{N^2\lambda}\right). \quad (11)$$

可以看出, 各种介子的产率都随夸克对数 N 而改变, 只有在 $N \rightarrow \infty$ 时, 介子的产率才与利用(1)式计算的产率相一致. 在 N 不是很大时, 不同轻味 jet 中介子产率的差别是明显的, 在图 2 中对 3 种轻夸克 jet 中介子的产率做了对比.

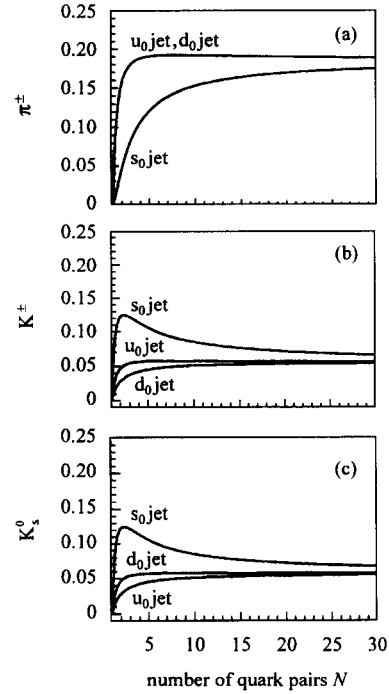


图 2 平均介子产率随夸克对数 N 的变化
(a) π^\pm ; (b) K^\pm ; (c) K_s^0, \bar{K}_s^0 .

同样的处理可以给出重子的相对产率, 与介子产率一样, 重子的相对产率也与夸克对数 N 有关. 当夸克对数 N 不很大时, 重子产率在 3 种轻味 jet 中存在较大差别. 特别对于如 Δ^{++} (uuu), Δ^- (ddd) 以及 Ω^- (sss) 等, 这个差别更明显. 下面以质子 p , Λ 及 Δ^{++} 为例说明在不同轻夸克 jet 事例中产率的不同:

$$\begin{cases} P^u(p) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \left(1 + \frac{2\lambda+1}{N} + \frac{\lambda^2-1}{N^2} - \frac{(1+\lambda)^2}{N^3}\right) \\ P^d(p) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \left(1 - \frac{1-\lambda}{N} - \frac{2\lambda+1}{N^2} + \frac{1+\lambda}{N^3}\right) \\ P^s(p) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \left(1 - \frac{1}{N}\right)^3 \end{cases}, \quad (12)$$

$$\begin{cases} P^u(\Delta) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \lambda \left(1 - \frac{1-\lambda}{N} - \frac{2\lambda+1}{N^2} + \frac{1+\lambda}{N^3}\right) \\ P^d(\Delta) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \lambda \left(1 - \frac{1-\lambda}{N} - \frac{2\lambda+1}{N^2} + \frac{1+\lambda}{N^3}\right) \\ P^s(\Delta) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \lambda \left(1 - \frac{2(1-\lambda)}{N\lambda} - \frac{4-\lambda}{N^2\lambda} + \frac{2}{N^3\lambda}\right) \end{cases}, \quad (13)$$

$$\begin{cases} P^u(\Delta^{++}) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \left(1 + \frac{1+\lambda}{N}\right)^3 \\ P^d(\Delta^{++}) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \left(1 - \frac{1}{N}\right)^3 \\ P^s(\Delta^{++}) = \left(\frac{1}{2+\lambda}\right)^3 \left(1 - \frac{1}{N}\right)^3 \end{cases}. \quad (14)$$

在图 3 中给出了重子产率随夸克对数 N 的变化.

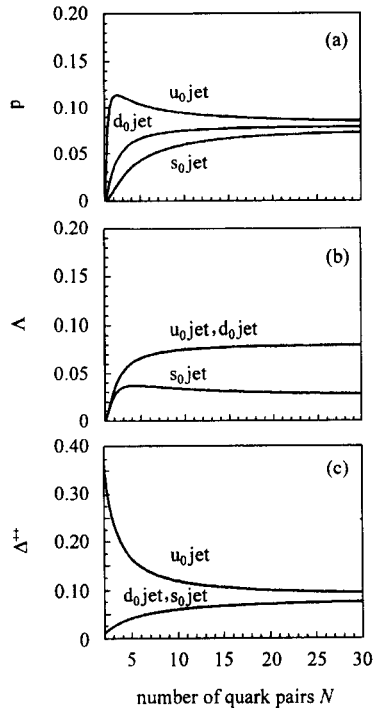


图 3 平均重子产率随夸克对数 N 的变化

(a) p ; (b) Δ ; (c) Δ^{++} .

以上给出了各种直生介子、重子的相对产率都与夸克对数 N 有关. 在不同 q_0 jet 事例中, 大部分味道相同的强子的相对产率也不相同, 而且有的重子产率差别比较大. 仅当夸克对数 $N \rightarrow \infty$ 时, 所有强子的产率才满足由 (1) 式确定的产率. 所有这些直

生强子最终都要衰变成末态长寿命粒子 $p(\bar{p}), \pi^\pm, K^\pm$, 也就是实验上测量到的平均带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle = \langle p\bar{p} \rangle + \langle \pi^\pm \rangle + \langle K^\pm \rangle$. 利用粒子性质表^[9] 给出的共振态粒子衰变分支比, 容易得到各种末态粒子多重数与平均带电粒子多重数. 由于共振粒子衰变的不对称, 如 u_0 jet 中产率比较大的 $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$, 而 d_0 jet 中产率比较大的 $\Delta^- \rightarrow n\pi^-$ 等等, 会对末态带电粒子多重数给以相互补偿. 对于 LEP 能区, 由于能量比较高, 夸克对数 N 比较大, 不同 q_0 jet 事例中各种强子产率差别不是很明显. 由于这两方面的原因, 3 种 q_0 jet 事例中平均带电粒子多重数近似相等, 这与最近 OPAL 实验组^[3] 的实验结果是完全一致的, 满足味道量子数与强相互作用无关的基本性质.

3 领头粒子产率

e^+e^- 湮没后产生的初始夸克 $q_0\bar{q}_0$ 一般带有较大的分数动量, 含有 q_0 或 \bar{q}_0 的强子称为领头粒子. 领头粒子既可以是介子也可以是重子, 由于它们带有初始夸克, 研究领头粒子的性质能够得到初始夸克强子化的有关信息. 在 QCM 模型中, 所有 N 个夸克、反夸克按快度大小排列, 初始夸克 q_0 处于领头位置 (同样反夸克 \bar{q}_0 也可以类似处理), q_0 能够与其余 $(N-1)$ 对中的反夸克 \bar{q} 或夸克 q 组合成领头介子或领头重子. 能够组合成领头介子的序列包括 $q_0\bar{q}\cdots$ 与 $q_0q\bar{q}\cdots$ 两种情况, 而组合成领头重子的序列只有 $q_0q\bar{q}\cdots$ 一种. 现在分别讨论介子、重子的产生几率, 对于 $q_0\bar{q}\cdots$ 序列, 因为第二个位置是 \bar{q}_r 或 q_r 的几率都为 $1/2P_f$, 因此这种序列领头介子 $q_0\bar{q}_r$ 的产率是 $1/2P_f$. 对于 $q_0q\bar{q}\cdots$ 序列, 已经明确第二个位置为夸克 q 的几率是 $1/2$, 剩余的夸克 q 与反夸克 \bar{q} 的总数为 $(2(N-1)-1)$, 其中反夸克的个数为 $(N-1)$, 因此第三个位置是反夸克 \bar{q}_r 的几率为 $P_f(N-1)/(2N-3)$, 这给出第二种序列领头介子的产率是 $1/2 \cdot P_f(N-1)/(2N-3)$. 这样得到领头介子总的产率是

$$P^0(q_0\bar{q}_r) = \frac{1}{2}P_f + \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3}P_f. \quad (15)$$

利用上式, 可以得到不同 q_0 jet 事例中各种领头介子的相对产率, 对于 u_0 jet 事例, 举例给出 $\pi^+(\bar{u}\bar{d}), \pi^-(\bar{u}\bar{d}), K^+(u\bar{s}), K^-(u\bar{s})$ 以及 $K_s^0(d\bar{s}), \bar{K}_s^0(\bar{d}\bar{s})$ 的相对产率分别是

$$\begin{cases} P^u(\pi^+) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3}\right) \frac{1}{2+\lambda} \\ P^u(K^\pm) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3}\right) \frac{\lambda}{2+\lambda} \\ P^u(K_s^0 \bar{K}_s^0) = \frac{1}{4} \frac{N-1}{2N-3} \frac{\lambda}{(2+\lambda)^2} \end{cases} \quad (16)$$

同样给出 d_0 jet 事例与 s_0 jet 事例中领头介子的相对产率分别为

$$\begin{cases} P^d(\pi^+) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3}\right) \frac{1}{2+\lambda} \\ P^d(K^\pm) = \frac{1}{4} \frac{N-1}{2N-3} \frac{\lambda}{(2+\lambda)^2} \\ P^d(K_s^0 \bar{K}_s^0) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3}\right) \frac{\lambda}{2+\lambda} \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} P^s(\pi^+) = \frac{1}{4} \frac{N-1}{2N-3} \frac{1}{(2+\lambda)^2} \\ P^s(K^\pm) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3}\right) \frac{1}{2+\lambda} \\ P^s(K_s^0 \bar{K}_s^0) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3}\right) \frac{1}{2+\lambda} \end{cases} \quad (18)$$

同样可以看出,所有领头介子的相对产率都与夸克对数 N 有关. 按照同样的方法也可以得到其他领头介子的相对产率.

同样的方法可以给出领头重子的相对产率. 由于序列 $q_0 q q \dots$ 中第二个位置必定为夸克 q_i 的几率是 $1/2 P_i$, 第三个位置仍是夸克 q_j 的几率就是 $P_j(N-2)/(2N-3)$, 这样领头重子 $B(q_0 q_i q_j)$ 的相对产率是

$$P^b(q_0 q_i q_j) = \frac{1}{2} \frac{N-2}{2N-3} P_i P_j \quad (19)$$

由于指定了领头夸克 q_0 的味道, 在不同的 q_0 jet 事例中, 并非所有味道的领头重子都能够产生. 例如

$$\begin{cases} P^u(p) = \frac{1}{2} \frac{N-2}{2N-3} \frac{1}{(2+\lambda)^2} \\ P^u(\Lambda) = \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3} \frac{\lambda}{(2+\lambda)^2} \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} P^d(p) = \frac{1}{2} \frac{N-2}{2N-3} \frac{1}{(2+\lambda)^2} \\ P^d(\Lambda) = \frac{1}{2} \frac{N-2}{2N-3} \frac{\lambda}{(2+\lambda)^2} \end{cases} \quad (21)$$

$$\begin{cases} P^s(p) = 0 \\ P^s(\Lambda) = \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3} \frac{1}{(2+\lambda)^2} \end{cases} \quad (22)$$

注意到夸克的几率是归一化的, 由(15)式得到的所有领头介子的几率为

$$P^b(M) = \sum_i P^b(q_0 \bar{q}_i) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-3}$$

同样由(19)式给出所有领头重子的几率为

$$P^b(B) = \sum_{i,j} P^b(q_0 q_i q_j) = \frac{1}{2} \frac{N-2}{2N-3}$$

可见两者自然满足归一化条件

$$P^b(M) + P^b(B) = 1$$

换言之, 领头介子与重子产率比 $P^b(M)/P^b(B)$ 就是介子、重子比, 也是与夸克对数 N 有关的. 进一步利用夸克对数满足 Poisson 分布

$$P(N, \langle N \rangle) = \frac{\langle N \rangle^N}{N!} e^{-\langle N \rangle}$$

以上各种粒子产率都成为平均夸克对数 $\langle N \rangle$ 的函数. 在表 1 中给出计算的 $\sqrt{s} = 91\text{GeV}$ 时领头介子、重子相对产率与 LEP 能区 OPAL 实验^[3] 结果的比较. 虽然实验误差比较大, 但已经呈现出 3 种轻味 jet 中领头介子产率的差别. u_0 jet 与 d_0 jet 中 π^+ 产率近似相等, 而且明显高于 s_0 jet 中 π^+ 的产率; 而 s_0 jet 中 K^\pm, K_s^0 介子产率则明显比 u_0 jet 与 d_0 jet 中的产率高. 这种不对称性可由 3 种轻味夸克 jet 中初始夸克味道不同给出解释, 上面得到的(16)–(18)式反映出这种特征, 而且在误差范围内与实验结果一致. 至于重子 p, Λ , 其产率本来很低, 而且实验上不容易测量, 但在很大误差范围内 u_0 jet 与 d_0 jet 中 p, Λ 的产率近似相等, 而且明显与 s_0 jet 中的产率不同. 上面(20)–(22)式给出的预言与这个特性一致, 在很大误差范围内与实验符合.

表 1 LEP 能区领头介子、重子产率

粒子	q_0 jet	OPAL 实验	本文预言
π^+	u_0 jet	0.0183 ± 0.0030	0.0183
	d_0 jet	0.0183 ± 0.0031	0.0183
	s_0 jet	0.0018 ± 0.0033	0.0014
K^\pm	u_0 jet	0.0048 ± 0.0204	0.0053
	d_0 jet	0.0007 ± 0.0179	0.0004
	s_0 jet	0.0209 ± 0.0041	0.0183
K_s^0	u_0 jet	0.0000 ± 0.0206	0.0004
	d_0 jet	0.0041 ± 0.0162	0.0053
	s_0 jet	0.0103 ± 0.0020	0.0183
p	u_0 jet	0.0010 ± 0.0055	0.0025
	d_0 jet	0.0000 ± 0.0085	0.0025
	s_0 jet	0.0014 ± 0.0022	0.0000
Λ	u_0 jet	0.0000 ± 0.0003	0.0007
	d_0 jet	0.0000 ± 0.0003	0.0007
	s_0 jet	0.0013 ± 0.0043	0.0025

4 小结与讨论

以上分析了 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h's$ 过程轻味夸克 jet 事例中的粒子平均产率与领头粒子产率都与夸克对数 N 有关, 而且相同味道的强子在不同 q_0 jet 事例中的产率也不完全相同. 以上结果可以看出即使在能量很高时(即夸克对数 N 很大), 这个差别还是存在的, 对于低能区这个影响会更明显, 这是以前没有

引起注意的特点. 事实上, e^+e^- 湮没后夸克产生包括电磁与强相互作用两种不同机制, 电磁过程与强过程产生的几率不同. 前者只要超过产生阈能, 对于特定的 q_0 jet 几率不变, 而色真空激发产生的 uds 轻味夸克数目则随质心能量而增加, 这必然导致上述结果. 对于 J/ψ 和 Υ 附近低能连续区, 由于能量比较低, 这种影响会更明显. 把以上结果推广到这个能区, 对于多粒子事例某些重子的产率会非常低, 甚至为零.

参考文献 (References)

- 1 Dokshitzer Yu L, Troyan S I. In: Proc. of the XIX Winter School of the LNPI, Vol. 1, Leningrad, 1984, 144; Azimov Ya I, Dokshitzer Yu L, Khosze S I. Z. Phys., 1985, **C27**:65—72
- 2 Akers R et al (OPAL Collab.). Z. Phys., 1993, **C60**:397; Ackerstaff K et al. Z. Phys., 1997, **C76**:387; Abreu P et al (DELPHI Collab.). Z. Phys., 1995, **C67**:1
- 3 Abbiendi G et al (OPAL Collab.). Eur. Phys. J., 2000, **C16**:407—421; Eur. Phys. J., 2000, **C19**:257—268
- 4 Andersson B, Gustafson G, Ingeman G et al. Phys. Rept., 1983, **97**:31; Sjostrand T. Comput. Phys. Commun., 1986, **39**:374; Sjostrand T, Bengtsson M. Comput. Phys. Commun., 1987, **43**:367; Sjostrand T. CERN-TH-7112-93, hep-ph/9508391
- 5 Marchesini G, Webber B R. Nucl. Phys., 1984, **B238**:1; Webber B R. Nucl. Phys., 1984, **B238**:492; Marchesini G, Webber B R. Nucl. Phys., 1988, **B310**:461; Marchesini G, Webber B R et al. Comput. Phys. Commun., 1992, **67**:465; Marchesini G, Webber B R. hep-ph/9607393
- 6 XIE Qu-Bing, LIU Xi-Ming. Phys. Rev., 1988, **D38**:2169—2177
- 7 Pavel et al. Z. Phys., 1991, **C51**:119
- 8 Barate R et al (ALEPH Collab.). Phys. Rep., 1998, **294**:1
- 9 Particle Data Group. Eur. Phys. J., 2000, **C15**:226

Hadrons Production from Light Quark Jets in e^+e^- Annihilation*

LIU Xi-Ming¹⁾ WANG Yong-Gang ZHANG Xue-Yao
(Department of Physics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)

Abstract From calculation and analysis of the mean light flavor quark production probability in light quark jet events, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}_0 \rightarrow h's$, which involves electromagnetic interaction and hadronic interaction, we determine the dependence of the mean production rates of particles in light (uds) quark jets on the primary quark flavor and number of quark pairs N . Moreover, the relative production rates of leading hadrons are obtained, which shows a strong correlation with the quark pair number N . These results provide a basis for future studies of particle production in light flavor jet at low center-of-mass energy range.

Key words light flavor quark, rates of particles, leading hadrons

Received 19 May 2003

* Supported by BEPC National Laboratory

1) E-mail: lxm@sdu.edu.cn