

强相互作用味道无关性的检验

刘希明

(山东大学物理系 济南 250100)

摘要 通过比较不同味道初始夸克碎裂的带电粒子多重数可以对强相互作用味道无关性进行检验. 计算了 e^+e^- 湮没成轻味夸克 u, d, s 碎裂的粒子多重数, 发现不同味道夸克事例中, 平均粒子产率, 同位旋对称性, 由奇异与非奇异粒子多重数比值确定的奇异抑制因子等都与初始夸克味道有关, 而且这种依赖性在低能时更加明显. 但3种轻味夸克事例的平均带电粒子多重数近似相等, 这与 QCD 强相互作用与味道无关的预言一致.

关键词 夸克碎裂 粒子多重数 味道无关性

1 引言

对于 e^+e^- 湮没成夸克的多粒子产生过程 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h'_s$, 可以分成两个受强相互作用支配的完全不同的阶段, 即微扰与非微扰阶段. 在第一阶段, 因初始夸克 q_0 与反夸克 \bar{q}_0 带有很大的动量而相互分离, 在强相互作用支配下发生部分子簇射(辐射胶子). 通常辐射的绝大部分胶子能量比较低, 其动量沿着初始夸克运动的方向. 这些胶子按一定的几率进一步辐射胶子或劈裂成一对夸克反夸克对 $q\bar{q}$, 直到其有效能量近似为物理强子的质量时结束. 这个过程原则上能够由微扰 QCD 作近似计算^[1]. 第二阶段是非微扰过程, 所有这些新生夸克 $q\bar{q}$ 以及初始夸克 $q_0\bar{q}_0$ 一起通过强相互作用组合成强子形成强子喷注, 通常称为 $q_0\text{jet}$. 这个强子化过程只能依靠如弦碎裂、团碎裂等理论模型以及相应的 Monte-Carlo 事例产生器来模拟. 在定域部分子-强子二重性(LPHD)^[2]理论中, 利用修正的领头对数 MLLA-QCD 计算出部分子数目, 得到的直生强子与部分子数目仅差一个比例因子, 这给出了部分子与强子多重数之间的直接关系. 对于初始夸克为重夸克的 $c\text{jet}$, $b\text{jet}$ 强子事例实验上已经在很宽能量范围进行了深入研究^[3], 得到了重夸克碎裂的许多重要性质.

例如实验上发现伴随重夸克碎裂的带电粒子多重数比相同能量下轻夸克事例的多重数低. 这可以由重夸克的“质量效应”给出解释, PQCD 模型^[4]认为重夸克质量大, 抑制了进一步辐射部分子的相空间, 因此其伴随强子多重数比轻夸克事例的低. 但重夸克事例带电粒子多重数与相同能量轻夸克事例多重数之差 $\delta_{Q1} = \langle n_{ch}(Q\bar{Q}, \sqrt{s}) \rangle - \langle n_{ch}(q\bar{q}, \sqrt{s}) \rangle$ 是与质心能量无关的常数. 对于 $b\text{jet}$ 重夸克事例, 在 10—200GeV 很宽的能量范围内, 大量实验^[3]上给出这个常数的平均值为 $\delta_{b1} = 3.44 \pm 0.40 \pm 0.89$. 量子色动力学 QCD 理论的一个基本结论是强相互作用与味道无关, 显然重夸克的碎裂与强子化不满足这个预言. 对于轻夸克事例, 不存在“质量效应”, 当初始夸克 $q_0\bar{q}_0$ 为 u, d, s 轻夸克时, 它们单独碎裂的强子多重数是否相等是对这个预言的直接检验. 但由于 $q_0\bar{q}_0$ 为 u, d, s 轻夸克时, 其进一步辐射新产生的都是 u, d, s 轻夸克, 实验上很难明确挑选出初始夸克为 u, d, s 的强子 jet 事例. 直到最近实验^[5]上才分别测量了不同味道轻夸克事例的平均带电粒子多重数、领头粒子多重数等轻夸克碎裂的数据, 这对理论分析提供了实验依据.

事实上, 对于 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h'_s$ 多粒子过程的夸克产生包含产生机制与产生几率都不同的两个过程. 一是由电(弱)理论决定的电(弱)过程, e^+e^- 湮

没成特定味道的初始夸克 $q_0\bar{q}_0$; 二是强相互作用决定的真空激发过程. 因为 3 种不同味道的初始轻味夸克质量近似相等(不存在“质量效应”), 因而它们通过强相互作用激发夸克的机制完全相同, 由色流管模型的“隧道效应”给出^[6]新产生的味道为 u, d, s 轻味夸克的几率为(重夸克因质量大, 产生几率忽略不计)

$$P_u : P_d : P_s = e^{-km_u^2} : e^{-km_d^2} : e^{-km_s^2}. \quad (1)$$

由于 $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h'_s$ 多粒子过程的夸克产生包括两种完全不同的阶段, 显然 3 种不同轻味夸克事例中两种机制产生的夸克的平均比例是不同的. 例如 $u\bar{u}$ 夸克在 $u_0\text{jet}$ 事例中的平均比例就比在 $d_0\text{jet}$ 事例中的大. 当质心能量足够高时, 虽然这个差别变得比较小, 但实验与理论分析都表明^[7], 必须考虑这个影响才能够解释 LEP 能区 91GeV 时 e^+e^- 湮没成不同轻味夸克事例中领头粒子的明显差异, 可见是不能忽略的. 本文的目的是探索 e^+e^- 湮没成轻味夸克时碎裂成强子的特性与差异, 通过比较 3 种轻味夸克 jet 中平均带电粒子多重数是否相等, 检验 QCD 强相互作用与味道无关的结论.

从夸克层次出发研究轻味夸克的碎裂与强子化, 利用夸克组合模型^[8]比弦碎裂模型、团碎裂模型更具有优势. 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 $SU_f(3)$ 介子($q\bar{q}$)、重子(qqq)和反重子($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), 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. 在文献[9]中利用(1)式表示的夸克产生几率, 按照夸克组合图像得到夸克对数 N 很大时($q\bar{q}$)态的产生几率是

$$P(q_i, \bar{q}_j) = A \exp(-km_i^2) \exp(-km_j^2),$$

这里 i, j 表示夸克的味道, m_i 与 m_j 表示组成强子的结构夸克(反夸克)的质量. 待定参数 A 与强相互作用机制有关但与夸克味道无关, 对不同味道的(q_i, \bar{q}_j) 态都是普适的. 按照强子的夸克模型, 结构夸克 u, d 的质量相同, 统一用 $m = m_u = m_d$ 表示, 并用 m_s 表示奇异夸克 s 的质量, 在上式中进一步引入参数 $\langle M \rangle = A \exp(2km_s \bar{m}), b = k(m_s + \bar{m})$, 则各种不同味道(q_i, \bar{q}_j) 态的产生几率都可以表示成夸克质量和的指数关系

$$P(q_i, \bar{q}_j) = \langle M \rangle \exp(-bm_{ij}),$$

这里 $m_{ij} = m_i + m_j$ 表示(q_i, \bar{q}_j) 的夸克质量之和. 式中参数 $\langle M \rangle$ 与 b 对各种不同味道的(q_i, \bar{q}_j) 都是普适的. 同样的讨论给出重子(qqq) 和反重子($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) 的

产生几率. 连同上式统一表成为

$$\begin{cases} P(q_i \bar{q}_j) = \langle M \rangle \exp(-bm_{ij}) \\ P(q_i q_j q_k) = \langle B \rangle \exp(-bm_{ijk}) \end{cases}, \quad (2)$$

式中 m_{ijk} 表示重子($q_i q_j q_k$) 中相应结构夸克质量之和, 反重子产生几率与重子相同. 结构夸克 u, d 与 s 的质量由夸克模型^[10] 给出. 参数 $b = 7.114(\text{GeV}/c^2)^{-1}$ 是与强相互作用强度有关的普适常数. 而 $\langle M \rangle$ 与 $\langle B \rangle$ 分别是一定能量下平均直生介子多重数与直生重子多重数, 都可由夸克组合模型给出.

本文首先给出 e^+e^- 湮没成不同初始轻夸克事例中与夸克对数 N 有关的平均夸克产生几率, 类似得到(2) 式的方法给出各种直生介子、重子的产率, 发现粒子产率、同位旋对称性、奇异抑制因子等, 不同味道的初始夸克 jet 之间存在很大差别, 而这个差别与质心能量有关, 质心能量越低差别越明显. 当进一步考虑短寿命粒子的衰变贡献后, 得到的 3 种轻味夸克事例的平均带电粒子多重数基本相等, 这与 QCD 强相互作用与味道无关的预言一致. 最后对本文结果推广到低能区需要解决的问题做了简单讨论.

2 轻夸克事例平均直生强子产率

设在一定质心能量 \sqrt{s} 时 e^+e^- 湮没后总共产生了 N 对夸克, 其中一对是味道为 q_0 的初始轻夸克. 其余 $(N-1)$ 对为新生的轻味夸克 $q\bar{q}$, 满足(1) 式给出的相对产生几率, 由此得到新生夸克中味道为 u, d 与 s 的数目比例分别为 $(N-1)e^{-km^2}, (N-1)e^{-km^2}$ 与 $(N-1)e^{-km_s^2}$. 这样初始夸克为 $u_0\bar{u}_0$ 的 $u_0\text{jet}$ 事例中轻夸克 u, d 与 s 平均产生几率为

$$\begin{cases} p_u(u_0) = \frac{1}{N} [(N-1)e^{-km^2} + 1] \\ p_d(u_0) = \frac{1}{N} (N-1)e^{-km^2} \\ p_s(u_0) = \frac{1}{N} (N-1)e^{-km_s^2} \end{cases}. \quad (3)$$

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

$$\begin{cases} p_u(d_0) = \frac{1}{N} (N-1)e^{-km^2} \\ p_d(d_0) = \frac{1}{N} [(N-1)e^{-km^2} + 1] \\ p_s(d_0) = \frac{1}{N} (N-1)e^{-km_s^2} \end{cases}, \quad (4)$$

$$\begin{cases} P_u(s_0) = \frac{1}{N}(N-1)e^{-km^2} \\ P_d(s_0) = \frac{1}{N}(N-1)e^{-km^2} \\ P_s(s_0) = \frac{1}{N}[(N-1)e^{-km^2} + 1] \end{cases} \quad (5)$$

反夸克的平均产生几率与夸克相同. 由以上各式可以看出 3 种轻味夸克 jet 中夸克 u, d, s 的平均几率不再是(1)式那样简单, 在 u_0 jet 中 u, d 夸克的平均几率存在关系 $P_u(u_0) > P_d(u_0)$, 而在 d_0 jet 中则满足 $P_d(d_0) > P_u(d_0)$, 但 s_0 jet 中仍然成立相等关系 $P_d(s_0) = P_u(s_0)$. 3 种 jet 中夸克的平均几率都与夸克对数 N 有关, 仅当夸克对数 $N \rightarrow \infty$ 时, 轻味夸克 u, d, s 的平均产生几率才满足(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是非常明显的, 这将导致强子产生几率也与夸克对数 N 有关.

利用以上轻夸克 q_0 jet 中夸克的平均产生几率, 按照得到(2)式的方法, 首先给出 u_0 jet 事例中各种 $(q_i \bar{q}_j)$ 态的产率, 分别是

$$\begin{aligned} P_u(u\bar{u}) &= A \left[\frac{1}{N}((N-1)e^{-km^2} + 1) \right]^2 = \\ &\langle M \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-2bm} + \langle M \rangle \frac{2(N-1)}{N^2} \times \\ &\exp\left(-\frac{bm(m+2m_s)}{m+m_s}\right) + \\ &\langle M \rangle \frac{1}{N^2} \exp\left(-\frac{b2m_s m}{m+m_s}\right), \quad (6.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_u(u\bar{d}) &= P_u(\bar{u}d) = A \frac{1}{N}[(N-1)e^{-km^2} + 1] \times \\ &\frac{1}{N}[(N-1)e^{-km^2}] = \langle M \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-2bm} + \\ &\langle M \rangle \frac{N-1}{N^2} \exp\left(-\frac{bm(m+2m_s)}{m+m_s}\right), \quad (6.2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_u(u\bar{s}) &= P_u(\bar{u}s) = A \frac{1}{N}[(N-1)e^{-km^2} + 1] \times \\ &\frac{1}{N}[(N-1)e^{-km^2}] = \\ &\langle M \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-b(m+m_s)} + \\ &\langle M \rangle \frac{N-1}{N^2} \exp\left(-\frac{bm_s(m_s+2m)}{m+m_s}\right), \quad (6.3) \end{aligned}$$

$$P_u(d\bar{d}) = A \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-2km^2} = \langle M \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-2bm}, \quad (6.4)$$

$$P_u(s\bar{s}) = A \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-2km^2} = \langle M \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-2bm_s}, \quad (6.5)$$

$$\begin{aligned} P_u(d\bar{s}) &= P_u(\bar{d}s) A \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-k(m_s^2+m^2)} = \\ &\langle M \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-b(m_s+m)}. \quad (6.6) \end{aligned}$$

同样的方法可以给出 d_0 jet 中各种 $(q_i \bar{q}_j)$ 的几率. 但注意到式(3)与(4)中存在关系 $P_u(u_0) = P_d(d_0)$, $P_d(u_0) = P_u(d_0)$. 因此只要把以上(6.1)–(6.6)中的 u 与 d 互换, 就得到 d_0 jet 中相应的产率

$$P_d(u\bar{u}) = P_u(d\bar{d}), \quad (7.1)$$

$$P_d(u\bar{d}) = P_d(\bar{u}d) = P_u(u\bar{d}) = P_u(\bar{u}d), \quad (7.2)$$

$$P_d(u\bar{s}) = P_d(\bar{u}s) = P_u(d\bar{s}) = P_u(\bar{d}s), \quad (7.3)$$

$$P_d(d\bar{d}) = P_u(u\bar{u}), \quad (7.4)$$

$$P_d(s\bar{s}) = P_u(s\bar{s}), \quad (7.5)$$

$$P_d(d\bar{s}) = P_d(\bar{d}s) = P_u(u\bar{s}) = P_u(\bar{u}s). \quad (7.6)$$

在 s_0 jet 中由于夸克几率满足关系 $P_d(s_0) = P_u(s_0) = P_d(u_0) = P_u(d_0)$, 因此 s_0 jet 中各种介子产率还满足如下关系

$$P_s(u\bar{u}) = P_u(d\bar{d}) = P_d(u\bar{u}), \quad (8.1)$$

$$P_s(u\bar{d}) = P_s(u\bar{u}) = P_u(d\bar{d}) = P_d(d\bar{d}), \quad (8.2)$$

$$\begin{aligned} P_s(\bar{u}s) &= \langle M \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-b(m_s+m)} + \\ &\langle M \rangle \frac{N-1}{N^2} \exp\left(-\frac{bm(m+2m_s)}{m+m_s}\right), \quad (8.3) \end{aligned}$$

$$P_s(d\bar{d}) = P_s(u\bar{u}) = P_u(d\bar{d}) = P_u(u\bar{u}), \quad (8.4)$$

$$\begin{aligned} P_s(s\bar{s}) &= \langle M \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^2 e^{-2bm_s} + \langle M \rangle \frac{2(N-1)}{N^2} \times \\ &\exp\left(-\frac{bm_s(2m+m_s)}{m+m_s}\right) + \\ &\langle M \rangle \frac{1}{N^2} \exp\left(-\frac{b2m_s m}{m+m_s}\right), \quad (8.5) \end{aligned}$$

$$P_s(d\bar{s}) = P_s(u\bar{s}). \quad (8.6)$$

由以上各式可以看出, 当考虑了初始夸克的影响后, 3 种轻味夸克 jet 中各种 $(q_i \bar{q}_j)$ 态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(2)式相一致. 在 N 不是很大时, 不同轻味 jet 中介子产率的差别是明显的.

同样的处理可以给出重子 $(q_i q_j q_k)$ 的产率. 对于 u_0 jet 事例, 各种 $(q_i q_j q_k)$ 产率分别是

$$P_u(uud) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N} \right)^3 e^{-b3m} + \langle B \rangle \frac{2(N-1)^2}{N^3} \times$$

$$\exp\left(-\frac{bm(3m_s+2m)}{m_s+m}\right) + \langle B \rangle \frac{N-1}{N^3} \exp\left(-\frac{bm(3m_s+m)}{m_s+m}\right), \quad (9.1)$$

$$P_u(\text{udd}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b3m} + \langle B \rangle \frac{(N-1)^2}{N^3} \times \exp\left(-\frac{bm(3m_s+2m)}{m_s+m}\right), \quad (9.2)$$

$$P_u(\text{uds}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b(2m+m_s)} + \langle B \rangle \frac{(N-1)^2}{N^3} \times \exp\left(-\frac{b(3m_s m + m^2 + m_s^2)}{m_s+m}\right), \quad (9.3)$$

$$P_u(\text{uus}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b(2m+m_s)} + \langle B \rangle \frac{2(N-1)^2}{N^3} \times \exp\left(-\frac{b(3m_s m + m^2 + m_s^2)}{m_s+m}\right) + \langle B \rangle \frac{N-1}{N^3} \exp\left(-\frac{bm_s(3m+m_s)}{m_s+m}\right), \quad (9.4)$$

$$P_u(\text{dds}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b(2m+m_s)}, \quad (9.5)$$

$$P_u(\text{uss}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b(m+2m_s)} + \langle B \rangle \frac{(N-1)^2}{N^3} \times \exp\left(-\frac{bm_s(3m+m_s)}{m_s+m}\right), \quad (9.6)$$

$$P_u(\text{dss}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b(m+2m_s)}, \quad (9.7)$$

$$P_u(\text{uuu}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b3m} + \langle B \rangle \frac{3(N-1)^2}{N^3} \times \exp\left(-\frac{bm(3m_s+2m)}{m_s+m}\right) + \langle B \rangle \frac{3(N-1)}{N^3} \exp\left(-\frac{bm(3m_s+m)}{m_s+m}\right) + \langle B \rangle \frac{1}{N^3} \exp\left(-\frac{3bmm_s}{m_s+m}\right), \quad (9.8)$$

$$P_u(\text{ddd}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b3m}, \quad (9.9)$$

$$P_u(\text{sss}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b3m_s}. \quad (9.10)$$

因为把 $u_0\text{jet}$ 中的味道 u, d 互换就给出 $d_0\text{jet}$ 中夸克的几率,同介子的情况完全相同的处理,利用以上在 $u_0\text{jet}$ 中重子产率的表示式,容易求出 $d_0\text{jet}$ 中 $(q_i q_j q_k)$ 的产率表达式.与 $u_0\text{jet}$ 相比,分别满足如下关系

$$\begin{aligned} P_d(\text{uud}) &= P_u(\text{ddu}), P_d(\text{udd}) = P_u(\text{uud}), \\ P_d(\text{uds}) &= P_u(\text{uds}), P_d(\text{uus}) = P_u(\text{dds}), \\ P_d(\text{dds}) &= P_u(\text{uus}), P_d(\text{uss}) = P_u(\text{dss}), \\ P_d(\text{dss}) &= P_u(\text{uss}), P_d(\text{uuu}) = P_u(\text{ddd}), \\ P_d(\text{ddd}) &= P_u(\text{uuu}), P_d(\text{sss}) = P_u(\text{sss}). \end{aligned} \quad (10)$$

最后,由于 u, d 在 $s_0\text{jet}$ 平均产率完全对称,因此给出的重子产率会呈现出相应的对称性

$$P_s(\text{uud}) = P_u(\text{ddd}) = P_d(\text{uuu}), \quad (11.1)$$

$$P_s(\text{udd}) = P_u(\text{ddd}) = P_d(\text{uuu}) = P_s(\text{uud}), \quad (11.2)$$

$$P_s(\text{uds}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b(2m+m_s)} + \langle B \rangle \frac{(N-1)^2}{N^3} \times \exp\left(-\frac{bm(3m_s+2m)}{m_s+m}\right), \quad (11.3)$$

$$P_s(\text{uus}) = P_s(\text{uds}), \quad (11.4)$$

$$P_s(\text{dds}) = P_s(\text{uds}), \quad (11.5)$$

$$P_s(\text{uss}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b(2m+m_s)} + \langle B \rangle \frac{2(N-1)^2}{N^3} \times \exp\left(-\frac{b(3mm_s+m^2+m_s^2)}{m_s+m}\right) + \langle B \rangle \frac{N-1}{N^3} \exp\left(-\frac{bm(3m_s+m)}{m_s+m}\right), \quad (11.6)$$

$$P_s(\text{dss}) = P_s(\text{uus}), \quad (11.7)$$

$$P_s(\text{uuu}) = P_u(\text{ddd}) = P_d(\text{uuu}), \quad (11.8)$$

$$P_s(\text{ddd}) = P_s(\text{uuu}) = P_u(\text{ddd}) = P_d(\text{uuu}), \quad (11.9)$$

$$P_s(\text{sss}) = \langle B \rangle \left(\frac{N-1}{N}\right)^3 e^{-b3m_s} + \langle B \rangle \frac{3(N-1)^2}{N^3} \times \exp\left(-\frac{bm_s(2m_s+3m)}{m_s+m}\right) + \langle B \rangle \frac{3(N-1)}{N^3} \exp\left(-\frac{bm_s(3m+m_s)}{m_s+m}\right) + \langle B \rangle \frac{1}{N^3} \exp\left(-\frac{3bmm_s}{m_s+m}\right). \quad (11.10)$$

同介子的情况一样,由于 3 种轻味夸克 jet 事例中 u, d, s 轻味夸克的平均几率不相同,以上给出的 3 种轻味夸克 jet 中同类直生重子的产率也不再相同,而都是与夸克对数 N 有关的,在 $N \rightarrow \infty$ 时,重子的产率才趋于式(2).同时,在同一种夸克 jet 中,直生强子的同位旋对称性也不再严格成立,例如 $u_0\text{jet}$ 事例中, $P_u(\Delta^{++})/P_u(\Delta^-) \neq 1$,而是与夸克对数 N 、夸克质量有关的,利用式(9)容易得到

$$\begin{aligned} \frac{\Delta^{++}}{\Delta^-} &= 1 + \left[\frac{3}{N-1} \exp\left(-\frac{bm(3m_s+2m)}{m_s+m}\right) + \frac{3}{(N-1)^2} \exp\left(-\frac{bm(3m_s+m)}{m_s+m}\right) + \frac{1}{(N-1)^3} \exp\left(-\frac{b3m_s m}{m_s+m}\right) \right] \exp(-b3m). \end{aligned} \quad (12)$$

又如 $P_u(K^{*+})$ 与 $P_u(K^{*0})$ 的比值也由同位旋对称

性给出的 1, 变成为与夸克对数 N 也与夸克质量有关的量

$$\frac{K^{*+}}{K^{*0}} = 1 + \frac{N}{N-1} \exp\left(b \frac{m^2}{m+m_s}\right). \quad (13)$$

表 1 不同 q_0 jet 中同位旋不对称与夸克对数 N 的关系

N	u_0 jet			d_0 jet			s_0 jet		
	4	18	∞	4	18	∞	4	18	∞
Δ^{++}/Δ^-	6.594	1.580	1	0.152	0.633	1	1	1	1
K^{*+}/K^{*0}	1.732	1.138	1	0.577	0.889	1	1	1	1

表 2 不同 q_0 jet 中奇异抑制因子与夸克对数 N 的关系

N	u_0 jet			d_0 jet			s_0 jet		
	4	18	∞	4	18	∞	4	18	∞
K^{*+}/ρ^+	0.291	0.291	0.291	0.169	0.257	0.291	1.042	0.431	0.291
K^{*0}/ρ^-	0.169	0.257	0.291	0.291	0.291	0.291	1.042	0.431	0.291

可以看出对 s_0 jet, 比值 Δ^{++}/Δ^- 与 K^{*+}/K^{*0} 仍然满足同位旋对称性要求, 这是因为 s_0 jet 中夸克平均几率存在关系 $P_d(s_0) = P_u(s_0)$, 因而不会改变同位旋对称性 $\Delta^{++}/\Delta^- = 1$ 与 $K^{*+}/K^{*0} = 1$. 对于其他粒子也存在同位旋对称性发生改变的类似关系.

另外, 由于初始夸克效应的影响, 通常由奇异强子与非奇异强子产率之比值确定的奇异抑制因子 λ 也将改变成与初始夸克味道有关, 而且与夸克对数 N 有关. 下面仅以 $\lambda = K^*/\rho$ 为例来说明在不同 q_0 jet 中比值的改变. 利用上面产率表示式容易求出 u_0 jet 中这个比值是

$$\frac{K^{*+}}{\rho^+} = \exp[-b(m_s - m)], \quad (14)$$

$$\frac{K^{*0}}{\rho^-} = \frac{(N-1)\exp[-b(m_s - m)]}{(N-1) + \exp[bm^2/(m_s + m)]}. \quad (15)$$

在 d_0 jet 中, 这个比值变成为

$$\frac{K^{*+}}{\rho^+} = \frac{(N-1)\exp[-b(m_s - m)]}{(N-1) + \exp[bm^2/(m_s + m)]}, \quad (16)$$

$$\frac{K^{*0}}{\rho^-} = \exp[-b(m_s - m)]. \quad (17)$$

而对于 s_0 jet 事例, 这个比值是相等的

$$\frac{K^{*+}}{\rho^+} = \frac{K^{*0}}{\rho^-} = \exp[-b(m_s - m)] + \frac{\exp[bm^2/(m_s + m)]}{N-1}. \quad (18)$$

两个比值相等是因为 s_0 jet 中存在关系 $P_d(s_0) = P_u(s_0)$. 如果不考虑初始夸克效应, 以上 6 个比值都

对于 d_0 jet 与 s_0 jet, 强子的同位旋对称性同样会发生类似的改变. 为了清楚看出同位旋对称性的改变, 表 1 中给出了一组计算的数值结果.

给出相同的奇异抑制因子 $\lambda = 0.291 \pm 0.015$. 现在在这 6 个比值变得不再相等, 而是与初始夸克味道也与夸克对数 N 有关. 对于其他奇异粒子与非奇异粒子产率比值同样存在类似的改变. 列在表 2 的数值结果展示了奇异抑制因子与夸克对数 N 的依赖性. 按照 LPHD 理论, 上面两个表中夸克对数 N 取 4 与 18, 大体对应 e^+e^- 湮没质心能量为 5GeV 与 91GeV 情况. 由此可以看出即使在 LEP 能区初始夸克效应对同位旋对称、奇异抑制因子等的改变仍然很明显, 在低能区这个影响就更加明显. 但是由于实验上挑选粒子非常困难, 因而没有具体测量不同 q_0 jet 中的同位旋多重态多重数, 同样的原因仅测量了平均事例的奇异抑制因子, 也没有单独测量不同 jet 中的奇异抑制因子.

3 平均带电粒子粒子多重数

以上得到的直生介子、重子产率表示式是夸克对数 N 的函数, 一般取夸克对数 N 满足 poisson 分布

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

利用 poisson 分布, 上面各种强子产率都变成平均夸克对数 $\langle N \rangle$ 的函数, 而 $\langle N \rangle$ 能够与质心能量相对应, 这样就得到可以直接与实验比较的结果. 进一步利用以上给出的直生强子产率得到平均强子多重数, 平均轻夸克事例的强子多重数 $\langle n \rangle$ 是对 3 种事例的

表 3 91GeV⁺e⁻湮没的轻夸克 jet 多重数与实验的比较

粒子	理论预言			实验结果	
	u _{0jet}	d _{0jet}	s _{0jet}	平均 u, d, s jet	平均 u, d, s jet
π [±]	17.112	16.872	16.203	16.698	16.579 ± 0.304
K [±]	1.862	1.862	2.324	2.028	2.000 ± 0.068
P [±]	1.243	1.041	0.928	1.057	1.094 ± 0.043
K* [±]	0.536	0.471	0.691	0.568	
K* ⁰	0.471	0.536	0.691	0.574	
ρ [±]	1.834	1.834	1.623	1.762	
Ω ⁻	0.002	0.002	0.006	0.003	
Δ ⁺⁺	0.109	0.069	0.069	0.081	
Σ ^{*++}	0.027	0.020	0.031	0.026	

平均

$$\langle n \rangle = P_u \langle n_u \rangle + P_d \langle n_d \rangle + P_s \langle n_s \rangle, \quad (19)$$

式中 P_f 是轻味夸克的产生几率,在低能区与其电荷平方成正比,在 LEP 能区由弱电理论给出.表 3 给出 3 种轻味夸克 jet 中各种强子多重数的预言.因为实验没有给出 3 种轻味夸克 jet 的强子多重数,我们也按照(19)式给出 π^\pm, K^\pm 以及 P^\pm 的平均事例的多重数与 SLD 合作组 91GeV e^+e^- 湮没实验的比较.虽然这个比较不是很直接,但可以看出,理论预言能够与实验结果一致.同时由表 3 也看出在 91GeV 高能量时,初始夸克效应引起强子产率的差别仍然明显,对于有的重子这个差别甚至是非常大的.

所有直接产生的强子最终都要衰变成末态长寿命粒子,其中带电粒子就是实验上测量到的平均带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$. 直生强子的衰变贡献由实验提供的共振态粒子衰变分支比^[11] 给出,这样可以计算出各种末态长寿命粒子多重数与平均带电粒子多重数.分别计算了 3 种轻味夸克 jet 中的带电粒子多重数 $\langle n_f \rangle$,在图 1 给出与 OPAL 实验组^[3] 结果的比较.由图中可以看出,在很大的能量范围内 3 种轻味夸克 jet 中平均带电粒子多重数(由实线与重合的虚线表示)近似相等,这与 QCD 理论关于强相互作用与味道无关的基本性质一致.需要指出的是,表 3 中给出的 3 种轻味夸克 jet 中强子的产率并不完全相等,但由于它们在衰变成末态强子时包括强、电磁与弱过程,共振粒子衰变的不对称会相互补偿,而使得平均带电粒子多重数基本相等.图 1 中也给出了 e^+e^- 湮没时包括初始 c, b 夸克的平均带电粒子多重数,平均事例的点线由拟和实验结果得到.可以看出轻味夸克 jet 带电粒子多重数随能量的变化关系

不同于平均事例的能量关系,在低能区平均事例多重数比轻味夸克事例高,高能时两者基本接近.这是因为平均事例包含一定比例的 c, b 重夸克 jet 事例,虽然重夸克的“质量效应”使得伴随粒子多重数比相同能量的轻味夸克事例的低,但含有重夸克 c, b 的强子衰变的多重数却很高,如 $\langle n_c \rangle \approx 5, \langle n_b \rangle \approx 10$,且不随能量变化.按 PQCD 理论,重夸克事例伴

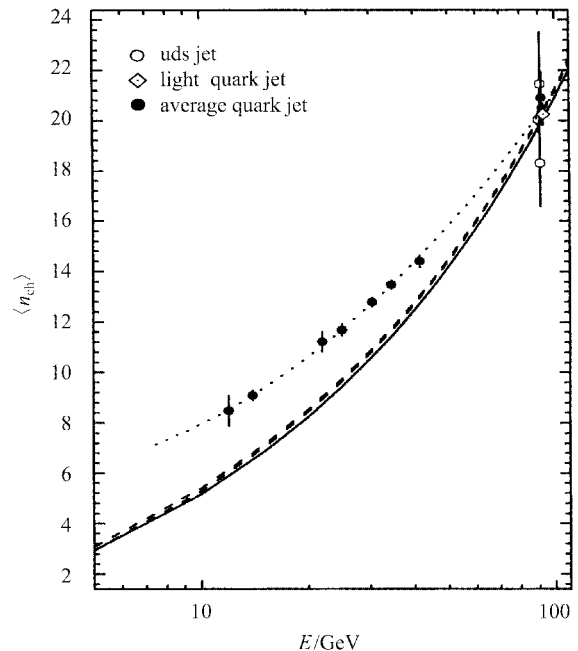


图 1 轻味夸克 jet 带电粒子多重数随能量的关系

随带电粒子多重数与轻夸克事例的带电粒子多重数具有相同的能量关系,表成为 $\langle n_{ch}(q\bar{q}, \sqrt{s}) \rangle - \langle n_{ch}(q\bar{q}, \sqrt{eM_Q}) \rangle$. 在低能区伴随带电粒子多重数比较低,总的多重数主要是与能量无关的 $\langle n_Q \rangle$ 的贡

献,这必然使得轻味夸克 jet 带电粒子多重数不同于平均事例带电粒子多重数的能量关系.

4 小结与讨论

以上仅仅考虑了初始夸克的影响,由此得到的 3 种轻味夸克事例中平均夸克产生几率、各种强子

的相对产率,以及同位旋对称性,由奇异夸克与非奇异夸克产率比值确定的奇异抑制因子等,都与初始夸克味道有关.这种初始夸克效应随能量的降低会更加突出,这是以前没有注意到的.这种分析方法可以推广到低能区,如北京 BES $\sim 3\text{GeV}$ 能量附近,以上差别会更明显.将给出低能区与高能区夸克碎裂的明显差异.

参考文献 (References)

- 1 Ellis R K, Rose D A, Terrano A E. Nucl. Phys., 1981, **B178**: 421; Moretti. Phys. Lett., 1988, **B420**: 367
- 2 Azimov T I et al. Phys., 1985, **C27**: 65
- 3 Rowson P C et al (Mark II Collab.). Phys. Rev. Lett., 1985, **54**: 2580; Akers R et al (OPAL Collab.). Z. Phys., 1994, **C61**: 209; Abe et al (SLD Collab.). Phys. Rev. Lett., 1994, **72**: 3145; Abreu P et al (DELPHI Collab.). Phys. Lett., 1995, **B347**: 447; Sakuda M et al (DELCO Collab.). Phys. Lett., 1985, **B152**: 399; Abbiendi G et al (OPAL Collab.). CERN-EP/2002-079
- 4 Khoze V A, Ochs W. Int. J. Mod. Phys., 1997, **A12**: 2949
- 5 Abbiendi G et al (OPAL Collab.). Eur. Phys. J., 2000, **C16**: 407—421; Eur. Phys. J., 2000, **C19**: 257—268; Koya Abe et al (SLD Collab.). hep-ex/0310017
- 6 Pavel et al. Z. Phys., 1991, **C51**: 119
- 7 LIU Xi-Ming et al. HEP & NP, 2004, **28**: 11—16 (in Chinese) (刘希明等. 高能物理与核物理, 2004, **28**: 11—16)
- 8 XIE Qu-Bing, LIU Xi-Ming. Phys. Rev., 1988, **D38**: 2169—2177
- 9 LIU Xi-Ming et al. HEP & NP, 2002, **26**: 313—318 (in Chinese) (刘希明等. 高能物理与核物理, 2002, **26**: 313—318)
- 10 Chliapnikov P V. Phys. Lett., 1999, **B462**: 341—353
- 11 Particle Data Group. Eur. Phys. J., 2000, **C15**: 226

Test of Flavor Independence in Strong Interaction

LIU Xi-Ming

(Department of Physics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)

Abstract The flavour independence of the strong coupling is a fundamental property of quantum chromodynamics (QCD). The observable which can be employed to test flavour independence is the multiplicity of charged hadrons in jets originating from quark of light flavour. In this paper we calculate the average of charged particle multiplicities in light flavour quark jets in $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h'_s$ events. We find that in $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h'_s$ events with different primary quarks, the average production probability of uds quark. so the yields of directly production hadrons are related to the number of quark pairs. The symmetry of isospin and strangeness suppression factor etc are dependent on the flavor of prompt quark, and this dependence is more obvious in low energy region. But the final average multiplicities of charged particles seem to be equal in three kinds of light q_0 jet events, which shows that our results are consistent to the predictions of QCD, i. e. the strong interaction is irrelevant to the quark flavor.

Key words quark fragmentation, multiplicities of particle, flavour independence of the strong coupling