

在 e^+e^- 湮没中粲重子介子比*

陈鄂生 谢去病

(山东大学物理系, 济南)

摘 要

根据 e^+e^- 湮没中夸克产生规律和夸克组合规律, 本文计算了 e^+e^- 湮没中粲重子与粲介子的比值. 我们得到的粲重子介子比同能量 \sqrt{s} 有关, 并且同实验相符.

一、引 言

近十年来, 人们十分重视研究 e^+e^- 湮没中粲粒子的产生规律, 这是因为它能反映初始夸克的强子化特性, 而这一特性正是目前还很不清楚的. e^+e^- 湮没为强子的过程十分复杂, e^+e^- 先通过电磁作用产生一对初始夸克 $q_0\bar{q}_0$, $q_0\bar{q}_0$ 又通过强作用真空激发产生许多对新夸克, 所有这些夸克通过强作用组合成强子. 利用量子电动力学 (QED), 加上量子色动力学 (QCD) 辐射修正, 可以对初始夸克 $q_0\bar{q}_0$ 的产生规律给出正确的描述. 但是对于初始夸克真空激发产生新夸克以及夸克组合成强子的规律, 目前还没有合适的理论进行描述, 只能依靠唯象模型.

根据 QED, 在 e^+e^- 湮没中产生第一对初始夸克 $q_0\bar{q}_0$ 的几率正比于 q_0 电荷的平方. 当 e^+e^- 对撞质心系能量 $\sqrt{s} \geq 2m_b$ 时, $q_0\bar{q}_0$ 可以是 $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ 和 $b\bar{b}$ 中的一对, 它们出现的相对几率是

$$P_u:P_d:P_s:P_c:P_b = 4:1:1:4:1 \quad (1)$$

Casher 等^[1]利用色流管模型推导出初始夸克真空激发产生一对质量为 m_i 的新夸克的几率

$$p_i \propto e^{-km_i^2} \quad (2)$$

其中 k 是同夸克强作用有关的常数. 通常(2)式被称作“隧道效应”. 若取 $m_u = m_d = 0.34\text{GeV}$, $m_s = 0.45\text{GeV}$, $m_c = 1.5\text{GeV}$, $m_b = 4.73\text{GeV}$, 选择常数 k 使得 p_s/p_u 等于实验测定的奇异夸克抑制因子 $\lambda = 0.3$. 由(2)式得到真空激发产生五种味道夸克的几率之比为

$$p_u:p_d:p_s:p_c:p_b = 1:1:0.3:10^{-10}:10^{-95}. \quad (3)$$

由此可见, 根据“隧道效应”, 在新产生的夸克对中, 重夸克 $c\bar{c}$ 与 $b\bar{b}$ 完全可以忽略不计.

本文 1989 年 7 月 28 日收到.

* 国家自然科学基金资助项目.

“隧道效应”的这个结论,已得到实验的证实。

综上所述, c 夸克由电磁作用产生, 在所有 $e^+e^- \rightarrow$ 双喷注事例中, c 夸克喷注事例占 $4/10$ ($2m_c \leq \sqrt{s} < 2m_b$) 与 $4/11$ ($\sqrt{s} \geq 2m_b$)。在 c —喷注事例中, 一对初始夸克 $c\bar{c}$ 同由真空激发产生的 N 对轻夸克 $q_i\bar{q}_i$ 相互组合成一对粲粒子和许多对非粲粒子。研究 e^+e^- 湮没中粲粒子产生的规律, 也就是研究初始夸克 $c(\bar{c})$ 同轻夸克组合成强子的规律。在 c 夸克同轻夸克组合成强子的规律中, 粲重子与粲介子数目之比 $f \equiv B_c/M_c$ 是一个重要的物理量。Anisovich 等由夸克统计模型推导出 $f = 1/2$ 。本文根据作者在[2]中提出的 e^+e^- 湮没中夸克产生规律和夸克组合规律推导出 f 同能量 \sqrt{s} 有关, 它随 \sqrt{s} 增大, 逐渐由 $0 \rightarrow \frac{1}{3}$ 。本文先扼要介绍 Anisovich 计算 f 的方法, 然后介绍我们的工作, 最后用 f 的实验值对两种计算结果进行检验。

二、Anisovich 的计算方法

Anisovich 等根据他们提出的夸克统计模型, 研究了一对初始夸克 $c\bar{c}$ 同无限多对轻夸克 $q_i\bar{q}_i$ 组合成粲重子与粲介子的规律^[3]。他们假定夸克组合成强子时遵守快度近关联, 即在快度轴上, 只有快度相邻的夸克才能组合成强子。在快度轴上同 c 夸克相邻的轻夸克为 q 与 \bar{q} 的几率各为 $1/2$ 。对于 $c\bar{q}\cdots$ 型的快度排列, $c\bar{q}$ 组合成粲介子 M_c ; 对于 $cq\cdots$ 型的快度排列, cq 不能组合成强子, 这时要看处于快度第三位的轻夸克是 q 还是 \bar{q} 。当 $N \rightarrow \infty$ 时, 显然这时正反夸克 q 与 \bar{q} 出现的几率仍各为 $1/2$ 。对于 $cqq\cdots$ 型的快度排列, cqq 组合成粲重子 B_c ; 对于 $cq\bar{q}\cdots$ 型的快度排列, 则认为 $q\bar{q}$ 组合成轻介子 M , 留下 c 夸克继续同快度处于较后的轻夸克组合, 并重复以上组合过程。上述两次组合过程可以表示为

$$c \rightarrow c\left(\frac{1}{2}q + \frac{1}{2}\bar{q}\right) = \frac{1}{2}cq + \frac{1}{2}c\bar{q} = \frac{1}{2}cq + \frac{1}{2}M_c,$$

$$cq \rightarrow cq\left(\frac{1}{2}q + \frac{1}{2}\bar{q}\right) = \frac{1}{2}cqq + \frac{1}{2}cq\bar{q} = \frac{1}{2}B_c + \frac{1}{2}cM,$$

$$\text{即} \quad c \rightarrow \frac{1}{4}B_c + \frac{1}{2}M_c + \frac{1}{4}cM, \quad (4)$$

其中系数代表相应粒子态出现的几率。(4)式表示, c 夸克经过同轻夸克两次组合, 变成粲重子与粲介子的几率分别是 $1/4$ 与 $1/2$, 还有 $1/4$ 的几率继续同轻夸克去重复以上组合过程。经过多次组合, 便有

$$c \rightarrow \frac{1}{4}B_c + \frac{1}{2}M_c + \frac{1}{4}\left\{\frac{1}{4}B_c + \frac{1}{2}M_c + \frac{1}{4}\left[\frac{1}{4}B_c + \frac{1}{2}M_c + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{4}B_c + \frac{1}{2}M_c + \cdots\right)\right]\right\}$$

$$= \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{1}{4}\right)^2 + \left(\frac{1}{4}\right)^3 + \cdots\right]B_c$$

$$+ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{4} + \left(\frac{1}{4}\right)^2 + \dots \right] M_c = \frac{1}{3} B_c + \frac{2}{3} M_c. \quad (5)$$

由此得到, 粲重子与粲介子之比 $f = 1/2$.

三、平均轻夸克对数目 $\langle N \rangle$

Anisovich 等是在轻夸克对数目 $N \rightarrow \infty$ 的条件下推导出 $f = 1/2$ 的. TASSO 实验组^[4]对 $\sqrt{s} = 34\text{GeV}$ e^+e^- 湮没的 c —喷注事例, 测出平均带电粒子产额 $\langle n_{ch} \rangle = 7.5 \pm 0.5 \pm 0.3$. 可见, 在 $\sqrt{s} = 34\text{GeV}$ 的 $e^+e^- \rightarrow c$ 喷注事例中, 轻夸克对的数目 N 大约是 10 的数量级. 如果 $\sqrt{s} < 34\text{GeV}$, 则 N 值更小. 因此, 对于目前 e^+e^- 湮没实验的能量范围 $\sqrt{s} = 4-50\text{GeV}$, N 值并不大, 我们应该在 N 值有限的条件下计算 f 值.

本文在[2]中研究了在 e^+e^- 湮没中夸克产生的规律, 给出了一对初始夸克 $c\bar{c}$ 真空激发产生的平均轻夸克对数目 $\langle N \rangle$ 的计算公式:

$$\langle N \rangle = \left\{ \alpha^2 + \beta \sqrt{s} \left[1 - 4 \left(0.021 + \frac{0.664}{s} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} - \alpha + 1, \quad (6)$$

其中 $\alpha = 1.44$, $\beta = 4.7\text{GeV}^{-1}$. 例如当 \sqrt{s} 为 5 与 34.4GeV 时, 由(6)式算出 $\langle N \rangle$ 分别为 1.81 与 7.85.

四、夸克组合规律

我们研究一对初始夸克 $c\bar{c}$ 同 $N (\geq 1)$ 对轻夸克组合成强子的规律, 仍假定夸克组合成强子时满足快度近关联. 但是, 我们曾详细证明^[5], 快度近关联不仅要求在快度轴上快度最相邻的夸克组合成强子, 而且在一定条件下也要求快度相隔一位的夸克组合成强子, 例如在 $cq\bar{q}\dots\dots$ 型快度排列下, 快度近关联实际上要求 c 跨位同 \bar{q} 组合成粲介子 $M_c(cq\bar{q})$, 而排除 $cq\bar{q}$ 的组合方式. 因为按照 Anisovich 等所取的后一组合规则, 余下的 c 夸克将出现必须同快度相差甚远的轻夸克组合成强子的情况, 即实际上违反了快度近关联原则.

实验^[6]指出, 在 e^+e^- 湮没中粲介子的平均分数动量 x 同 \sqrt{s} 无关, 且 $\langle x \rangle = 0.58$. 因此, 我们有理由认为在 c —喷注的两个相对方向上, c 与 \bar{c} 的快度绝对值最大, 所有轻夸克的快度分布在 c 与 \bar{c} 的快度之间, 取 $cq\bar{q}\dots\dots q\bar{c}$ 的型式. 考虑一对 $c\bar{c}$ 夸克同 $N (\geq 1)$ 对轻夸克的组合. 与 c 相邻的轻夸克为 q 与 \bar{q} 的几率各为 $\frac{1}{2}$. 对于 $c\bar{q}\dots\dots$ 型的快度排列, $c\bar{q}$ 组合成粲介子 M_c ; 对于 $cq\dots\dots$ 型的快度排列, cq 不能组合成介子, 这时要考虑处于快度第三位的轻夸克是 q 还是 \bar{q} . 由于轻夸克对的数目 N 有限, q 与 \bar{q} 出现的几率不相等, q 出现的几率是 $(N-1)/(2N-1)$, \bar{q} 出现的几率是 $N/(2N-1)$. 对于 $cqq\dots\dots$ 型的快度排列, cqq 组合成粲重子 B_c ; 对于 $cq\bar{q}\dots\dots$ 型的快度排列,

例
始
粒
强
B_c/
作
关,
我

轻
关
的
f_c;
克
于
为
合

4)
或
组

c 夸克同 \bar{q} 组合成粲介子 $M_c(cq\bar{q})$ 。按照我们的组合方式, 以上两步就完成了 c 夸克同轻夸克组合成粲介子和粲重子的全部过程。这个组合的全部过程可以表示为

$$\begin{aligned} c &\rightarrow \frac{1}{2} \frac{N-1}{2N-1} B_c + \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N}{2N-1} \right) M_c \\ &= \frac{N-1}{2(2N-1)} B_c + \frac{3N-1}{2(2N-1)} M_c. \end{aligned} \quad (7)$$

对于 \bar{c} 夸克, 也有相同的结果

$$\bar{c} \rightarrow \frac{N-1}{2(2N-1)} \bar{B}_c + \frac{3N-1}{2(2N-1)} \bar{M}_c. \quad (8)$$

于是, 我们得到

$$f = \frac{N-1}{3N-1}. \quad (9)$$

五、 f 的平均值

对于给定的能量 \sqrt{s} , 我们由公式(6)可以求出 c—喷注事例中轻夸克对的平均值 $\langle N \rangle$, 一般取非整数, 而公式(9)是在 N 为 1, 2, …… 等整数条件下得到的。实验测量的 f 是对许多 e^+e^- 湮没事例的平均值。为了计算 f 的平均值, 我们假定, 对于大量 \sqrt{s} 一定的 e^+e^- 湮没为 c 夸克喷注事例, 轻夸克对数目 N (N 为大于 0 的整数) 满足泊松分布

$$P(N) = \frac{\langle N \rangle^N e^{-\langle N \rangle}}{N!}. \quad (10)$$

于是 f 的平均值由下式算出

$$\begin{aligned} \bar{f} &= \frac{\sum_{N=1}^{\infty} f(N) P(N)}{\sum_{N=1}^{\infty} P(N)} \\ &= \frac{\sum_{N=1}^{\infty} \frac{(N-1) \langle N \rangle^N e^{-\langle N \rangle}}{N! (3N-1) (1-e^{-\langle N \rangle})}}{\sum_{N=1}^{\infty} \frac{(N-1) \langle N \rangle^N e^{-\langle N \rangle}}{N! (3N-1) (1-e^{-\langle N \rangle})}} \end{aligned} \quad (11)$$

(11)式中的 $\langle N \rangle$ 由(6)式决定。 $\langle N \rangle$ 是能量 \sqrt{s} 的函数, 故我们计算的 \bar{f} 是能量 \sqrt{s} 的函数。图 1 给出 \bar{f} 随 \sqrt{s} 变化的曲线, 当 $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ 时, $\bar{f} \rightarrow 1/3$ 。图中还给出 Anisovich 计算的 f 曲线, 即直线 $f = 1/2$ 。

六、同实验值比较, 讨论

f 的实验值可以通过测量在 e^+e^- 湮没中各种粲粒子的单举截面, 由下式确定

$$\begin{aligned} f &= \frac{R(B_c + \bar{B}_c)}{R(M_c + \bar{M}_c)} \\ &= \frac{R(\Lambda_c + \bar{\Lambda}_c)}{R(D^0 + \bar{D}^0) + R(D^+ + D^-) + R(D_s^+ + D_s^-)}, \end{aligned} \quad (12)$$

式中 $R(B_c + \bar{B}_c)$ 与 $R(M_c + \bar{M}_c)$ 分别是 e^+e^- 湮没中所有粲重子与所有粲介子的产生截面,它们是以 e^+e^- 湮没为 $\mu^+\mu^-$ 的 QED 最低级截面计算值

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{86.856}{s(\text{GeV}^2)} (nb) \quad (13)$$

作为单位的,即

$$R(B_c + \bar{B}_c) \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow B_c + \bar{B}_c)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad R(M_c + \bar{M}_c) \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow M_c + \bar{M}_c)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (14)$$

由于直接产生的矢量粲介子寿命极短,它们迅速衰变成赝标粲介子,因此实验测量的赝标粲介子截面包含了矢量粲介子衰变的贡献。故有

$$R(M_c + \bar{M}_c) = R(D^0 + \bar{D}^0) + R(D^+ + D^-) + R(D_s^+ + D_s^-) \quad (15)$$

其中 $R(D^0 + \bar{D}^0)$ 、 $R(D^+ + D^-)$ 和 $R(D_s^+ + D_s^-)$ 都是以 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 为单位的单举粲介子截面。通常认为所有粲重子都要经过 $\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)$ 态再以多种方式衰变成稳定的质子或中子,故有

$$R(B_c + \bar{B}_c) = R(\Lambda_c + \bar{\Lambda}_c). \quad (16)$$

由于 Λ_c 与 D_s 的衰变分支比目前还不能准确测定,因而截面 $R(\Lambda_c + \bar{\Lambda}_c)$ 与 $R(D_s^+ + D_s^-)$ 不能测定。这就使得 f 的实验值无法由(12)式得出。

我们利用实验测量的 e^+e^- 湮没为强子的总截面 $R(h) \equiv \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子 } h) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, 以及粲介子 $D^0 + \bar{D}^0$ 和 $D^+ + D^-$ 的单举截面 $R(D^0 + \bar{D}^0)$ 和 $R(D^+ + D^-)$, 并根据 QCD 基本公式,得到了确定 f 实验值的如下公式

$$f = \frac{2R(h)Q_c^2\theta(\sqrt{s} - 2m_c)}{\left(1 + \frac{\lambda}{2}\right)[R(D^+ + D^-) + R(D^0 + \bar{D}^0)] \left[\sum_{i=u,d,s,c} Q_i^2 + Q_b^2\theta(\sqrt{s} - 2m_b)\right]} - 1 \quad (17)$$

式中 Q_i 与 m_i 是 i 味道夸克的电荷与质量; λ 是奇异夸克的抑制因子,由实验测定为 0.3。当能量 \sqrt{s} 接近 C 阈 ($2m_c$) 或 B 阈 ($2m_b$) 时,要考虑 c 夸克或 b 夸克的质量效应。这时由 $R(h)$, $R(D^+ + D^-)$ 与 $R(D^0 + \bar{D}^0)$ 确定 f 的公式要比(17)式复杂一些。上述

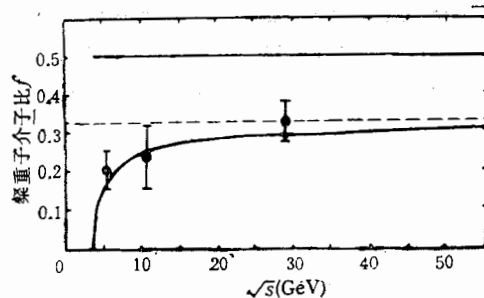


图 1 粲重子介子比的计算值(图中曲线)同实验值的比较
直线 $f = 1/2$ 是 Anisovich 的计算结果,虚线 $f = 1/3$ 是我们
计算的 f 曲线在 $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ 时的渐近线

确定 f 实验值的方法,我们在文章[7]中作了详细介绍.

利用 CLEO, HRS 和 MARKII 等实验组的有关数据^[8],我们得到如下结果:

$$f = 0.21 \pm 0.05, \sqrt{s} = 5.2\text{GeV};$$

$$f = 0.24 \pm 0.08, \sqrt{s} = 10.55\text{GeV};$$

$$f = 0.33 \pm 0.05, \sqrt{s} = 29\text{GeV}.$$

这些实验值已在图1中画出.由图1看出,我们计算的 f 曲线同这些实验值符合,而 Anisovich 的预言则同这些实验值偏离很大.

参 考 文 献

- [1] A. Casher et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 732.
- [2] Xie Qu-bing and Liu Xi-ming, *Phys. Rev.*, **D38**(1988), 2169.
- [3] V. V. Anisovich et al., *Z. Phys. C—Particles and Fields*, **19**(1983), 221.
- [4] TASSO Collab., M. Althoff et al., *Phys. Lett.*, **135B**(1984), 243.
- [5] Xie Qu-bing, Proc. XIXth Int. Symp. of Multiparticle Dynamics, Arles 1988; eds D. Schiff et al. (World Scientific, Singapore) p. 369.
- [6] P. Avery et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 1139.
- [7] Chen E-Sheng and Wu Qian, "The ratio of charmed baryon to meson in e^+e^- annihilation", *Chinese Phys. Lett.*, 将发表.
- [8] CLEO Collab., D. Bortoletto et al., *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 1719;
HRS Collab., P. Baringer et al., *Phys. Lett.*, **206B**(1988), 551;
MARK II Collab., G. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 10;
CLEO Collab., R. Giles et al., *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 1285;
J. L. Siegist et al., *Phys. Rev.*, **D26**(1982), 969.

THE RATIO OF CHARMED BARYON TO MESON IN e^+e^- ANNIHILATION

CHEN ESHEN XIE QUBING

(Department of Physics, Shandong University, Jinan)

ABSTRACT

Using the quark production and combination rules in e^+e^- annihilation, we have calculated the ratio of charmed baryon to meson in e^+e^- annihilation. The predicted ratio is a function of energy \sqrt{s} , and is consistent with the experiments.