

# $e^+e^-$ 湮没中轻夸克碎裂为粲介子的研究\*

金毅<sup>1)</sup> 李世渊<sup>2)</sup> 谢去病<sup>3)</sup>

(山东大学物理与微电子学院 济南 250100)

**摘要** 研究了  $e^+e^-$  湮没中“初始”轻夸克和胶子劈裂产生的  $c$  组合为  $\bar{D}$  介子(包括  $D^+$ ,  $D_s^+$ ,  $\bar{D}^0$ )或  $\bar{D}^*$  介子(包括  $D^{*+}$ ,  $D_s^{*+}$ ,  $\bar{D}^{*0}$ )的过程. 发现尤其在  $\sqrt{s} = M_Z$  处, 其产额相对较大, 当限制  $\bar{D}$  或  $\bar{D}^*$  的能量大于 20GeV 时, 它和  $c$  夸克碎裂产物的不变质量谱在稍大于  $2M_D$  附近有一个峰, 这是该过程区别于其它  $D$  或  $D^*$  介子产生过程的显著特征. 此过程产生的矢量介子基本上是纵向极化的, 与实验上观测到的  $\bar{D}^*$  介子的纵向极化一致.

**关键词** 光锥波函数 不变质量谱  $V/P$  比 矢量介子极化

## 1 引言

重夸克的产生和衰变一直是研究 CP 破坏和“新物理”的重要手段, 也是研究微扰和非微扰 QCD 的重要途径. 例如, 高能过程中粲夸克偶素的产生的研究促进了对 NRQCD<sup>[1]</sup>, 特别是色八重态机制的检验和发展, 并提出一系列未解决的问题: 色八重态机制虽解释了 Tevatron 产生的粲夸克偶素的产额和动量谱, 但预言的极化结果与实验不符(例如, 可参看文献[2]); 它给出的  $\Upsilon$  衰变为  $J/\Psi$  的动量谱与 CLEO 的数据也不一致, 而后者仍可由产生两对  $c\bar{c}$  夸克的色单态过程予以解释<sup>[3]</sup>; 等等. 最近, KEK 的 B 工厂在  $\sqrt{s} = 10.6\text{GeV}$  处积累的粲夸克偶素产额数据<sup>[4]</sup> 也与现有的 QCD 计算有矛盾<sup>[5]</sup>. 除重夸克偶素外, open charm/bottom 介子的产生和衰变也是重要的研究领域. 与重夸克偶素产生类似, open charm/bottom 介子的产生在实验上也有清晰信号; 其中重夸克的质量可作为强耦合常数  $\alpha_s$  的硬标度, 因而可用微扰 QCD 计算. 但仍有其复杂性: 首先, 这类“轻夸克 + 重夸克”的束缚态不能用非相对论有效理论或

非相对论波函数来描写; 其次, 当计算重夸克碎裂为重夸克的过程时, 重夸克辐射胶子劈裂产生轻夸克还会遇到红外发散问题. 最近, Braaten 等人研究了在强子-强子固定靶碰撞中, 入射粒子的轻夸克与散射过程产生的重夸克组合为重味介子的过程<sup>[6]</sup>. 他们用光锥波函数描写“轻 + 重”粒子束缚态, 计算重味介子产生截面, 成功解释了实验中粲介子微分截面的前后不对称现象<sup>[7]</sup>; 此外还研究了相同过程中 B 介子的不对称性<sup>[8]</sup> 以及 DIS 过程中的类似问题<sup>[9]</sup>. 虽然这类轻夸克碎裂为重味介子的过程对重味介子的产生仅仅是一个  $k_T$  抑制的贡献, 但重夸克质量给出了微扰 QCD 计算的一个自然截断, 不会出现红外问题, 除描写束缚态的非微扰部分外理论上没有不确定性, 因此在不同高能反应中研究这类过程, 考察文献[6, 8, 9]给出的在光锥波函数基础上的“因子化”形式的普适性, 并与这类过程的其它因子化形式<sup>[10]</sup> 相比较, 以及检验文献[6, 8, 9]对“轻夸克 + 重夸克”束缚态的处理都是很必要的.

$e^+e^-$  湮没中弱电过程产生的初始轻夸克, 与胶子劈裂产生的重夸克组合为介子的过程(以下简称

2003-02-17 收稿

\* 国家自然科学基金(10075031, 10205009)资助

1) jinyi66@mail.sdu.edu.cn

2) lishy@sdu.edu.cn

3) xie@sdu.edu.cn

“共振过程”, 这里以产生  $D^-$  ( $d\bar{c}$ ) 为例, 含  $c$  的  $D$  介子产生的计算是相同的) 见图 1, 其  $T$  矩阵元可写为

$$\int d^4z \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \hat{H}_{\alpha\beta, \mu\nu} \langle D^- | \bar{\psi}_{\beta, k}^{(d)}(z) \psi_{\alpha, j}^{(c)}(0) | 0 \rangle e^{-ipz} \quad (1)$$

其中  $p$  为  $D^-$  介子中价夸克  $d$  的四动量,  $\hat{H}$  对应 Feynman 图中除束缚态之外的部分, 例如在图 1(a) 中,

$$\hat{H}_{\alpha\beta} = -i\mathcal{G} \frac{g_s^2}{q_2^2} T_{ki}^a T_{ij}^a (v_2(p_2) \Gamma_\mu^* u_1(p_1)) (\bar{u}_5(p_c) \gamma_\nu) \left( \gamma^\nu \frac{q_1}{q_1^2} \Gamma^{\alpha\mu} v_4(p_q) \right)_\beta \quad (2)$$

上式中  $\mathcal{G}$  对应光子或  $Z^0$  传播子,  $\Gamma_\mu^*$ ,  $\Gamma^{\alpha\mu}$  是弱电顶点, 具体形式及各个变量的意义见下节. (1) 式中矩阵元  $\langle D^- | \bar{\psi}_{\beta, k}^{(d)}(z) \psi_{\alpha, j}^{(c)}(0) | 0 \rangle$  与文献[8]中的束缚态矩阵元完全相同, 与文献[8]一样, 用光锥波函数来代替它, 图 1 所示的共振过程就可在此框架下进行计算, 并可用来检验光锥波函数因子化形式的普适性. 我们研究了不同能量下含  $c, b$  夸克的介子的产生, 发现在  $\sqrt{s} = M_Z$  处此过程产生的  $\bar{D}$  或  $D^*$  具有与其它过程产生的  $\bar{D}$  或  $D^*$  明显不同的特征, 并有相对较大的产生截面, 可以通过测量加以鉴别.

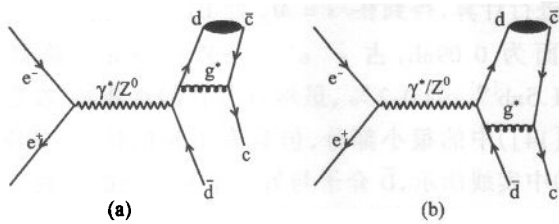


图 1  $e^+e^-$  湮没中初始轻夸克与胶子劈裂产生的重夸克组合为介子的共振过程

下面具体介绍计算过程和结果: 第二节首先给出  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q\bar{q}c\bar{c}$  的领头级振幅( $q$  代表轻夸克), 然后通过光锥波函数的代换得到粲介子产生截面. 第三节给出数值计算结果. 最后是总结讨论.

## 2 $e^+e^-$ 湮没中轻夸克碎裂为粲介子的计算

以  $D^-$  ( $d\bar{c}$ ) 为例介绍  $e^+e^-$  湮没中轻夸克碎裂为粲介子的计算方法, 如图 1 所示, 部分子过程  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow d\bar{d}c\bar{c}$  的振幅为

$$\mathcal{M}_1 = -i\mathcal{G} \frac{g_s^2}{q_2^2} T_{ki}^a T_{ij}^a$$

$$\text{Tr} \left[ (v_6(p_c) \bar{u}_3(p_q)) \left( \gamma^\nu \frac{q_1}{q_1^2} \Gamma^{\alpha\mu} v_4(p_q) \bar{u}_5(p_c) \gamma_\nu \right) (\bar{v}_2(p_2) \Gamma_\mu^* u_1(p_1)) \right] \quad (3)$$

$$\mathcal{M}_2 = i\mathcal{G} \frac{g_s^2}{q_4^2} T_{ki}^a T_{ij}^a$$

$$\text{Tr} \left[ (v_6(p_c) \bar{u}_3(p_q)) \left( \gamma^\nu \frac{q_3}{q_3^2} \Gamma^{\alpha\mu} v_4(p_q) \bar{u}_5(p_c) \gamma_\nu \right) (\bar{v}_2(p_2) \Gamma_\mu^* u_1(p_1)) \right] \quad (4)$$

上面  $\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2$  分别对应图 1(a) 和 (b). 其中

$$\mathcal{G} = \begin{cases} 1/Q_0^2, & \text{photon propagator} \\ 1/(Q_0^2 - M_Z^2 + i\Gamma M_Z) & Z^0 \text{ propagator} \end{cases}$$

$$\Gamma_\mu^* = \begin{cases} e\gamma_\mu, & \text{photon propagator} \\ \frac{1}{2} g_Z \gamma_\mu (C_V^* - C_A^* \gamma_5) & Z^0 \text{ propagator} \end{cases} \quad (5)$$

$$\Gamma_\mu^\alpha = \begin{cases} e_q e \gamma_\mu, & \text{photon propagator} \\ \frac{1}{2} g_Z \gamma_\mu (C_V^\alpha - C_A^\alpha \gamma_5) & Z^0 \text{ propagator} \end{cases}$$

( $i, j, k, l$ ) 表征 ( $c, \bar{c}, d, \bar{d}$ ) 的颜色; ( $p_1, p_2$ ), ( $p_q, p_q$ ), ( $p_c, p_c$ ) 分别是 ( $e^-, e^+$ ), ( $d, \bar{d}$ ), ( $c, \bar{c}$ ) 的四动量;  $Q^0$  代表虚光子/ $Z^0$  传播子的四动量, ( $q_1, q_3$ ) 是夸克传播子的四动量, ( $q_2, q_4$ ) 是胶子传播子的四动量,

$$q_1 = p_c + p_{\bar{c}} + p_q, \quad q_3 = p_c + p_{\bar{c}} + p_{\bar{q}},$$

$$q_2 = q_4 = p_c + p_{\bar{c}}.$$

这里讨论的共振过程, 由  $d\bar{c}$  作为  $D^-$  的价夸克. 在  $D^-$  静止系中,  $p_c$  的四动量为  $O(m_c)$ , 而  $p_q$  则为  $O(\Lambda_{\text{QCD}})$  量级, 因此精确到  $O(\Lambda_{\text{QCD}}/m_c)$ , 对应图 1 中两个 Feynman 图中的夸克传播子的四动量为:

$$q_1 = p_c + p_{\bar{c}}, \quad q_3 = p_c + p_{\bar{c}} + p_q.$$

与文献[8]类似, 利用光锥波函数<sup>[11,12]</sup>

$$\langle D^- | \bar{\psi}_{\beta, k}^{(d)}(z) \psi_{\alpha, j}^{(c)}(0) | 0 \rangle = \frac{\delta_{kj}}{N_c} \frac{i f_D m_D}{4} \left[ \frac{1 - \not{v}}{2} \left\{ 2\bar{\phi}_+(t) - t \frac{\bar{\phi}_-(t) - \bar{\phi}_+(t)}{t} \right\} \gamma_5 \right]_{\alpha\beta} \quad (6)$$

其中  $t = v \cdot z, v = p_c/m_c$ . 由(1)式可导出: 这个  $D^-$  产生过程的振幅可以通过在(3), (4)式中作代换

$$v_{6,j}(p_c) \bar{u}_{3,k}(p_q) \rightarrow -\frac{\delta_{kj}}{N_c} \frac{i f_D}{4} \frac{\not{p}_c - m_c}{2} \int_0^\infty d\omega (2\phi_+(\omega) + \int_0^\infty d\eta (\phi_-(\eta) - \phi_+(\eta)) \gamma^\nu \frac{\partial}{\partial p_q^\nu} \gamma_5 \Big|_{p_q = \omega} \quad (7)$$

得到(上式中  $N_c = 3$ ). 当精确到  $O(\Lambda_{\text{QCD}}/m_c)$  时,

(3), (4)式中没有与  $p_q$  有关的部分, 因此  $\frac{\partial}{\partial p_q^\nu}$  不起作

用. 由此可以整理得到  $D^-$  的产生矩阵元为

$$\mathcal{M}_{D^-} = -\mathcal{G} g_s^2 f'_i (A_1 + A_2), \quad (8)$$

其中

$$A_1 = -\frac{1}{q_2^2} (\bar{v}_2(p_2) \Gamma_{e\mu} u_1(p_1)) \times \left( \bar{u}_5(p_c) (2 \not{p}_c + 4 m_c) \gamma_5 \frac{q_1}{q_1^2} \Gamma^{qr} v_4(p_q) \right),$$

$$A_2 = \frac{1}{q_4^2} (\bar{v}_2(p_2) \Gamma_{e\mu} u_1(p_1)) \times \left( \bar{u}_5(p_c) \left( 2 \frac{q_3}{q_3^2} \Gamma^{qr} \not{p}_c + 4 m_c \frac{q_3^\mu}{q_3^2} \right) \gamma_5 v_4(p_q) \right), \quad (9)$$

$$f'_i = \frac{4}{9} \delta_{ii} \frac{f_D}{4} \int_0^\pi d\omega \phi_i(\omega). \quad (10)$$

由图 1(a), (b) 两图中夸克传播子的简单分析可看出, (b) 的贡献要小于(a), 但在我们的实际数值计算中全部算入了.

这样, 就得到图 1 的共振过程产生  $D^-$  的微分截面:

$$\frac{d\sigma[D^-]}{dR} = \mathcal{G}^2 g_s^4 |f'_i|^2 \cdot |A_1 + A_2|^2. \quad (11)$$

此式已对初态自旋求平均及末态自旋、颜色求和. 对于矢量介子, 例如  $D^{*-}$ , 只需在(6)式中将  $\gamma_5$  换为  $\not{\epsilon}$ , 但其它计算与处理完全相同, 仅仅(11)式的  $A_1, A_2$  具体形式会有不同. 因此, 如果假定光锥波函数与自旋无关, 则对于赝标介子和矢量介子, 都只有同一未知参数  $|f'_i|^2$ , 但实际上还需考虑如下两个问题:

1) 前面在推导(11)式时, 只考虑  $d\bar{c}$  处于色单态时的贡献, 而  $d\bar{c}$  处于色八重态时, 也有一定几率转化为  $D^-$ .

2) ( $d\bar{c}$ ) 的强子化过程中, 有可能存在像  $d\bar{c} \rightarrow d\bar{u}u\bar{c} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0, u\bar{c} \rightarrow u\bar{d}d\bar{c} \rightarrow \pi^+ D^-$  之类的软过程, 这些是微扰 QCD 无法计算的.

对于第一个问题, 我们注意到, 从(10)式看出参数  $|f'_i|^2$  已包含色因子部分, 而除色因子外色单态和色八重态对应的部分子过程截面完全相同, 因此色八重态对应的微分截面同样可写为(11)式的形式, 这样(11)式中的  $|f'_i|^2$  即可作为已包括上述两种情况的一个参数.

对于第二个问题, 在计算赝标介子  $D^- + D_s^- + \bar{D}^0$  (简记为“ $\bar{D}$ ”)和矢量介子  $D^{*-} + D_s^{*-} + \bar{D}^{*0}$  (简记为“ $\bar{D}^*$ ”)的总单举产生截面时, 将(11)式中的参数  $|f'_i|^2$  用味道平均的参数  $\rho$  代替, 其值应由实验拟

合, 在本文的数值计算中, 参照[6,8,9]取  $\rho = 0.1$ .

由于图 1 共振过程产生的  $\bar{D}$  或  $\bar{D}^*$  只是总产额的一小部分, 实验上能否与其它过程的贡献相区别, 还需对各种背景过程进行分析, 它们包括:

- (1)  $e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}$  过程中  $\bar{c}$  夸克直接碎裂产生  $\bar{D}$  或  $\bar{D}^*$ ;
- (2)  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q} + g^+$   $\hookrightarrow c\bar{c}$  过程中  $\bar{c}$  夸克直接碎裂产生  $D$  或  $\bar{D}^*$ ;
- (3) 来自其它粒子衰变的贡献;

等等. 如果实验上限于研究最多产生一对  $c\bar{c}$  的过程, 则只需考虑上述三类背景过程. 在这些过程中,  $c(\bar{c})$  的碎裂只能由参数化的碎裂函数来计算, 衰变贡献的计算取决于实验给出的分支比. 考虑到目前事例产生器(例如 JETSET<sup>[13]</sup>)已包含了这些碎裂函数和衰变分支比, 并较好地描述了上述背景过程的产额和分布, 因此本文中背景过程的数值结果也用 JETSET7.4 计算.

### 3 计算结果与分析

对本文研究的共振过程, 依据(11)式用数值方法进行计算, 得到在  $\sqrt{s} = M_Z$  处  $D(D^- + D_s^- + D^0)$  的截面为 0.09nb, 占  $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow h^+ s$  总截面(41.5nb<sup>[14]</sup>)的 0.2%, 虽然只占  $\bar{D}$  的总截面(参看文献[14])中的很小部分, 但具有明显的特征, 如图 2(a)中实线所示,  $\bar{D}$  介子与另一个  $c$  夸克的碎裂产物  $D$ (指所有含  $c$  的粒子, 下同)的不变质量谱在稍大于  $2M_b$  处有一个峰.

图 2(a)虚线对应上节背景过程 1,2 中的  $D$  和  $D$

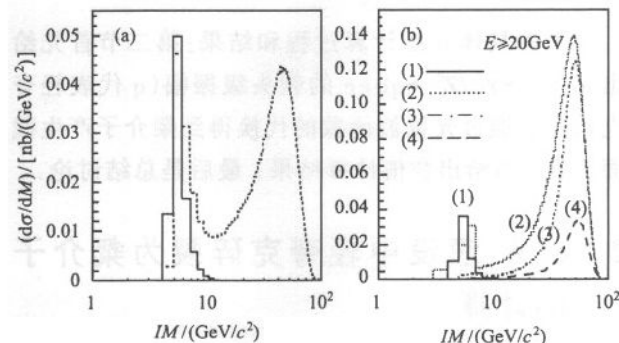


图 2  $\bar{D}$  与  $D$  粒子的不变质量谱

(a) 实线对应共振过程, 虚线对应第二节背景过程 1,2; (b) 限制  $\bar{D}$  的能量大于 20GeV 时的结果, 实线与虚线对应的过程与(a)相同, 点划线对应包括了  $\bar{D}$  粒子激发态衰变贡献的结果, 点线对应包括了  $\bar{D}$  粒子激发态和  $B$  粒子衰变贡献的结果.

的不变质量分布. 在  $2M_0$  附近与共振过程几乎重叠的峰主要是背景过程 2 的贡献. 原因是胶子传播子的作用使  $c\bar{c}$  有很大几率处于不变质量小的状态. 这直接导致此过程  $c(\bar{c})$  碎裂产生的粲介子的能量也相对较小,  $e^+e^-$  碰撞的能量主要由一对初始的轻夸克碎裂成的喷注所携带. 而共振过程产生的一对粲介子恰好不同, 其能量较大, 原因是: 如图 2(a) 中实线所示,  $D+D$  不变质量很小, 可作为一个团整体看待, 这一团与另外的  $d$  可看作两体问题, 因此可分得大于  $M_Z/2$  的能量; 又由于  $\bar{D}$  和  $D$  的质量相当, 所以二者大致平分得约为  $M_Z/4$  的能量. 利用这个差异可以对所有过程产生的  $\bar{D}$  加上 20GeV 的能量截断, 再次考察不变质量谱, 如图 2(b) 所示, 背景过程 2 (虚线) 在  $2M_0$  处的峰被大大压低, 而共振过程 (实线) 受影响很小, 明显地突出了其特征.

以上对比了直生  $\bar{D}$  的情况, 如图 2(b) 中点划线表明, 即使考虑各个背景过程中  $D^*$  衰变造成的影响, 也不会对测量共振过程的信号带来困难. 但当进一步考虑所有 B 粒子衰变所造成的影响后, 见图 2(b) 中点线, 背景过程在  $2M_0$  附近的峰增高到可与图 1 的共振过程相比拟, 这是由 B 粒子衰变来的一对粲介子的贡献. 因此为区分出共振过程, 最好能分离出 B 粒子的衰变贡献, 这一点实验上是可以做到的<sup>[15]</sup>.

对于矢量介子  $D^*$ , 按照前面的公式 (6, 11), 分别计算 3 种极化状态, 得到横向极化的截面是 0.0014nb, 纵向极化的截面是 0.045nb, 因此共振过程产生的  $\bar{D}^*$  的总单举截面为 0.046nb. 由图 3 所示, 不变质量谱的特征及与各个背景过程的相互关系与 D 有类似的结果, 只是由于截面小一些, 信号

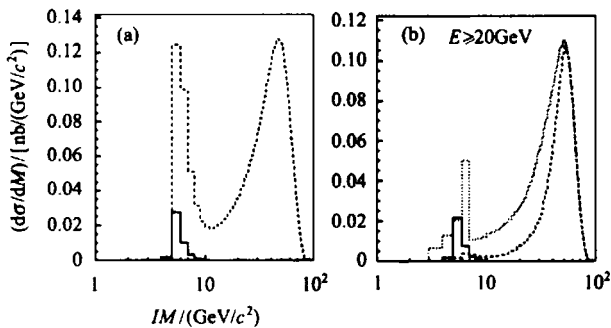


图 3  $D^*$  与 D 粒子的不变质量谱

(a) 实线对应共振过程, 虚线对应第二节背景过程 1, 2; (b) 限制  $\bar{D}^*$  的能量大于 20GeV 时的结果, 实线与虚线对应的过程与 (a) 相同, 点线对应包括了 B 粒子衰变贡献的结果.

相对较弱; 特别是, 如果不能将 B 粒子的贡献分离开, 此过程信号将被淹没.

### 4 总结与讨论

本文利用文献[6, 8, 9]中的光锥波函数描写“轻夸克 + 重夸克”介子束缚态, 重点研究了  $\sqrt{s} = M_Z$  时  $e^+e^-$  湮没中初始轻夸克与胶子碎裂产生的  $\bar{c}$  组合为  $\bar{D}$  介子 ( $D^-, D_s^-, \bar{D}^0$ ) 和  $D^*$  介子 ( $D^{*-}, D_s^{*-}, D^{*0}$ ) 的过程, 当限制 D 或  $D^*$  介子的能量大于 20GeV 时, 该过程具有明显区别于其它 D 或  $D^*$  介子产生过程的特征, 它和另一个 c 夸克碎裂产物的不变质量谱在稍大于  $2M_0$  处有一个峰, 可作为实验鉴别此过程的信号.

由上节给出的这个特殊过程中的  $\bar{D}$  和  $\bar{D}^*$  产额, 得到其 V/P 比为

$$\frac{\sigma_{\bar{D}^*}}{\sigma_{\bar{D}}} = 0.51. \tag{12}$$

若光锥波函数与自旋无关, 赝标介子和矢量介子的产生截面中包含同样的参数  $\rho$ , 在计算 V/P 比时被消去, V/P 比可微扰计算得到, 这样通过 (12) 式的预言与实验的比较可检验光锥波函数是否与自旋有关. 在其它碎裂过程中, 需要用强子化模型研究<sup>[16, 17]</sup>, V/P 比与强子化机制有关不能微扰计算.

另外, 考察这个特殊过程产生的  $\bar{D}^*$  的极化性质也是有意义的, 在实验上发现,  $e^+e^-$  湮没中  $\sqrt{s} = M_Z$  时, 矢量介子有纵向极化的现象<sup>[15]</sup>. 本文研究的这一过程横向极化只占 3.1%, 大部分为纵向极化, 由于这个过程产生的  $\bar{D}^*$  只占实验上观察到的很小部分, 而且动量分数分布在比较大的地方, 与实验上观察到的  $\bar{D}^*$  的微弱纵向极化现象一致. 当  $\sqrt{s}$  降低到 10.6GeV 时, 同样的计算得到纵向极化与横向极化的比降为 1 左右, 由于低能下  $e^+e^-$  湮没主要通过虚光子, 上述结果表明矢量介子纵向极化是由弱作用顶点导致的, 与文献[18]分析一致.

最后有必要指出, 上述 3 个重要结论均不依赖于参数  $\rho$ : 首先,  $\rho$  只影响截面的绝对大小, 不影响不变质量谱的形状; 其次, 假定光锥波函数与自旋无关, 则 V/P 比中的  $\rho$  恰好消掉; 最后, 由空间旋转不变性, 参数  $\rho$  与自旋分量无关, 不同极化状态的截面的比例不依赖于它.

## 参考文献 (References)

- 1 Bodwin G T, Braaten E, Lepage G P. Phys. Rev., 1995, **D51**:1125; 1997, **D55**:5853(E)
- 2 Lee J. hep-ph/0208238
- 3 LI Shi-Yuan, XIE Qu-Bing, WANG Qun. Phys. Lett., 2000, **B482**: 65
- 4 Bodwin G T, Lee J. hep-ph/0212352, hep-ph/0212181; LIU K Y, HE Z G, CHAO K T. hep-ph/0211181
- 5 Abe K et al (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2002, **89**: 142001; Choi S K et al (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2002, **89**:102001; **89**:129901(E)
- 6 Braaten E, JIA Yu. Mehen Thomas. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**: 122002
- 7 Aitala F M et al (E791 Collaboration). Phys. Lett., 1996, **B371**: 157; 1997, **411**:230; Alves G A et al (E769 Collaboration). Phys. Rev. Lett., 1994, **72**: 812; 1996, **77**: 2392; Adamovich M et al (BEATRICE Collaboration). Nucl. Phys., 1997; **B495**:3; Adamovich M et al (WA82 Collaboration). Phys. Lett., 1993, **B305**:402
- 8 Braaten E, JIA Yu. Mehen Thomas. Phys. Rev., 2002, **D66**:034003
- 9 Braaten E, JIA Yu. Mehen Thomas. Phys. Rev., 2002, **D66**:014003
- 10 CHANG Chao-Hsi, MA Jian-Ping, SI Zong-Guo. hep-ph/0301253
- 11 Grozin A G, Neubert M. Phys. Rev., 1997, **D55**:272
- 12 Beneke M, Feldmann T. Nucl. Phys., 2001, **B592**:3
- 13 Sjostrand T. Comput. Phys. Commun., 1986, **39**:347
- 14 Particle Data Group, Hagiwara K et al. Phys. Rev., 2002, **D66**: 010001
- 15 Ackerstaff K et al (OPAL Collaboration). Z. Phys., 1997, **C74**:437
- 16 CHEN E-Sheng. HEP&NP, 1993, **17**(3):252(in Chinese) (陈鄂生. 高能物理与核物理, 1993, **17**(3):252)
- 17 WANG Qun, XIE Qu-Bing, CHEN E-Sheng. HEP&NP, 1994, **18**(10):902(in Chinese) (王群, 谢去病, 陈鄂生. 高能物理与核物理, 1994, **18**(10):902)
- 18 XU Qing-Hua, LIU Chun-Xiu, LIANG Zuo-Tang. Phys. Rev., 2001, **D63**:111301(R)

## Fragmentation of Light Initial Quarks into Charm Mesons in $e^+e^-$ Annihilation\*

JIN Yi<sup>1)</sup> LI Shi-Yuan<sup>2)</sup> XIE Qu-Bing<sup>3)</sup>

(School of Physics and Microelectronics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)

**Abstract** We study the process that the light initial quarks produced in  $e^+e^-$  annihilation combine with the  $\bar{c}$  from gluon splitting to form  $\bar{D}$ 's ( $D^- + D_s^- + \bar{D}^0$ ) or  $D^*$ 's ( $D^{*-} + D_s^{*-} + \bar{D}^{*0}$ ). The 'light + heavy' bound state is described by light-cone wavefunction. The contribution of this process to  $\bar{D}(\bar{D}^*)$  production at  $Z^0$  pole is much larger compared with that in lower energies (e.g. 10.6GeV). For this special process, the invariant mass of  $\bar{D}(\bar{D}^*)$  and the charm hadron fragmented from the c quark has a unique spectrum which peaks near  $2M_{\bar{D}}$  if we constrain the  $\bar{D}(\bar{D}^*)$  from all processes with energy larger than 20GeV. It is also noticeable that the produced  $\bar{D}^*$  in this process is dominantly longitudinally polarized, which is consistent with the OPAL data.

**Key words** light-cone wavefunction, invariant mass spectrum,  $V/P$  ratio, polarization of vector meson

Received 17 February 2003

\* Supported by NSFC (10075031, 10205009)

1) jinyi66@mail.sdu.edu.cn

2) lishy@sdu.edu.cn

3) xie@sdu.edu.cn