

BSW 方案中的模型相关性

罗传望 黄涛

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

郭新恒

(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

李金屏 鲁公儒

(河南师范大学物理系, 新乡 453002)

1993 年 3 月 31 日收到

摘 要

在 Bauer, Stech, Wirbel (BSW) 方案中, 计算 D 和 B 介子弱衰变矩阵元使用了强子模型波函数。分析了儿种不同的价夸克模型波函数, 研究了它们的性质, 正确地应用于计算 D 和 B 介子弱衰变过程的分支比。结果表明, 在目前的实验误差范围内对于不同的模型波函数, 相应地选取合适的 a_1 和 a_2 参量都能得到与大多数实验数据相符的预言。因此从理论上进一步探讨弱过程因子化, 强子波函数和从实验上提高精度都将有助于研究 BSW 方案的模型相关性和可靠性。

关键词 强子波函数, 弱衰变, 重味介子。

1 引 言

标准模型理论中弱电统一模型理论的成功已为大量实验事实所证实。描述强相互作用的量子色动力学理论在微扰论可应用的区域里得到了实验的检验, 然而当涉及到大距离强子动力学范围的物理过程时这一理论面临着挑战, 特别是强子跃迁矩阵元的精确计算成为在实验中检验量子色动力学理论的难题。

重味介子的弱衰变引起人们极大的兴趣^[1,2]。这不仅是由于它可以直接较好地确定弱混合角从而可以检验 CKM 矩阵元的么正性, 而且在于重味介子是由一个重夸克和一个轻夸克组成的有可能使强子跃迁矩阵元的计算简化。特别是近年来发现的味-自旋对称性^[2]使得重味介子弱衰变这一领域更趋活跃。这一对称性是在重夸克无限重的极限下存在的, 无限重的重夸克作为静止的带色荷的源, 重夸克自旋完全退耦, 这使重味介子弱衰变的强子矩阵元计算大为简化。人们可以系统地应用 $1/m$ 和 α_s 作为参数来展开强子矩阵元和研究这一展开近似的合理性。然而, 即使在无限重夸克极限的最简单情况下人们仍面临着处理非微扰 QCD 的困难, 例如计算 Isgur-Wise 函数^[2]就依赖于强子内部结构

波函数。因此深入研究强子波函数对于进一步检验量子色动力学理论是十分重要的课题^[3]。由于格点规范理论严格求解的困难,目前对强子波函数的研究还不能从 QCD 理论求解获得。在 QCD 的框架内采用唯象模型方法研究强子波函数在近十几年来已取得了很大的进展^[4-11]。

在目前关于重味介子弱衰变的众多方案中,BSW 方案^[1]是较为简单的一种。它的出发点是取微扰 QCD 修正后的弱作用有效哈密顿量,短距离效应包含在 Wilson 系数和新的相互作用算符内。对于每个重味介子弱衰变过程归结于计算这些算符的强子矩阵元,强子矩阵元依赖初、末态的强子波函数且包括了所有大距离的非微扰效应。进一步他们假定 W 交换图、W 湮没图和企鹅图可以忽略,还假定从夸克流到强子流, Wilson 系数参量 c_1 和 c_2 变为 a_1 和 a_2 两个自由参量。这样,BSW 方案对重味介子弱衰变的计算其本质部分依赖于初、末态强子波函数以及如何确定 a_1 和 a_2 参量。人们自然地要问 BSW 方案对强子模型波函数的依赖程度如何? 由于目前尚不能从束缚态动力学去获得精确的强子波函数,因此 BSW 方案的模型相关性和可靠性就成为人们关注的问题。本文试图从目前流行的几种模型波函数系统地深入地分析重介子弱衰变过程去探讨 BSW 方案的模型相关性和可靠性。

2 QCD 中介子模型波函数

原则上,强子波函数可以通过求解下列束缚态方程

$$(M^2 - H_{L.c})|H\rangle = 0. \quad (2.1)$$

获得,这里 $H_{L.c}$ 是光锥量子化中的哈密顿量。 M 是强子 $|H\rangle$ 的质量。强子态 $|H\rangle$ 在光锥量子化中,可以用完全福克态基展开为^[3,7]

$$|H\rangle = \sum_{n, \lambda_i} \phi_n(x_i, k_{Li}, \lambda_i) |n; x_i, k_{Li}, \lambda_i\rangle. \quad (2.2)$$

福克态基 $|n; x_i, k_{Li}, \lambda_i\rangle$ 是定义在给定光锥时刻 $\tau = t + z$ 的色单态基。 $\phi_n(x_i, k_{Li}, \lambda_i)$ 是强子态在此福克态基上的展开分量 ($x_i = \frac{k_i^+}{p^+}$ 是第 i 个夸克或胶子所携带的光锥动量分数, λ_i, k_{Li} 分别是其相应的螺旋度和横动量,相对于束缚态的动量 $p = p_x$)

很明显,福克组态波函数应满足如下归一化条件:

$$\sum_{n, \lambda_i} \int [d^2k_{\perp}] [dx] |\phi_n(x_i, k_{Li}, \lambda_i)|^2 = 1, \quad (2.3)$$

$$\text{其中} \quad [d^2k_{\perp}] = 16\pi^3 \delta^{(2)}\left(\sum_i k_{Li}\right) \prod_i \frac{d^2k_{Li}}{16\pi^3}, \quad (2.4)$$

$$[dx] = \delta\left(1 - \sum_i x_i\right) \prod_i dx_i. \quad (2.5)$$

\sum_{n, λ_i} 表示对所有福克态和螺旋度求和。

为了构造光锥波函数, Brodsky, Huang, Lepage 早年提出假设^[5]: 价福克态波函数仅由离壳能量 ϵ 决定。在静止系中的等时,波函数 ϕ_{CM} 与无穷大动量系中的波函数

ψ_{IMF} 可以通过在两个坐标系中能量传播子的相等而相互关联。即

$$\psi_{\text{CM}}(q^2) \longleftrightarrow \psi_{\text{IMF}} \left(\frac{k_{\perp}^2 + m^2}{4x_1x_2} - m^2 \right). \quad (2.6)$$

通过求解谐振子势模型的 B-S 方程, 应用上面的 BHL 假设(2.6)可得到无穷大动量系中 π 介子的波函数^[5]为

$$\text{Model I: } \psi_{\pi}(x_i, \mathbf{k}_{\perp}) = A_{\pi} \exp \left[-b_{\pi}^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m^2}{x_1} + \frac{k_{\perp}^2 + m^2}{x_2} \right) \right]. \quad (2.7)$$

考虑 QCD 求和规则对波函数矩的分析^[6]及微扰 QCD 对 π 的电磁形状因子, $\chi_{0,2} \rightarrow 2\pi$ 过程的研究, 黄涛等^[6-8]提出了如下的 π 介子波函数(以下简称 Model II):

$$\text{Model II: } \psi_{\pi}(x_i, \mathbf{k}_{\perp}) = A_{\pi}(x_1 - x_2)^2 \cdot \exp \left[-b_{\pi}^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m^2}{x_1} + \frac{k_{\perp}^2 + m^2}{x_2} \right) \right]. \quad (2.8)$$

最近, V. M. Braun 等人^[9]用 QCD 求和规则重新分析了一下 π 介子波函数的矩并对 π 介子分布振幅 $\varphi(x)|_{s=1/2}$ 进行了计算, 提出两个具有多峰结构的分布振幅模型。考虑到微扰 QCD 应用于遍举过程对端点区域的要求, 我们以 Braun 的分析为基础提出如下两个 π 介子的模型波函数:

$$\begin{aligned} \text{Model III: } \psi_{\pi}(x_i, \mathbf{k}_{\perp}) &= A_{\pi} [9.84(x_1 - x_2)^4 - 3.26(x_1 - x_2)^2 + 0.80875] \\ &\cdot \exp \left[-b_{\pi}^2 \left(\frac{m^2 + k_{\perp}^2}{x_1x_2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \text{Model IV: } \psi_{\pi}(x_i, \mathbf{k}_{\perp}) &= A_{\pi} [16.98(x_1 - x_2)^4 - 6.29(x_1 - x_2)^2 + 0.80625] \\ &\cdot \exp \left[-b_{\pi}^2 \left(\frac{m^2 + k_{\perp}^2}{x_1x_2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.10)$$

至此我们有了 π 介子波函数的四个不同的模型。将其推广到 K 介子是直接的。根据 $SU(3)$ 对称性, 很自然假定 K 介子波函数与 π 介子波函数具有相同的形式^[10], 因而 K 介子相应于 π 介子四个不同模型的波函数分别为:

$$\text{Model I: } \psi_{\text{K}} = A_{\text{K}} \exp \left[-b_{\text{K}}^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_1^2}{x_1} + \frac{k_{\perp}^2 + m_2^2}{x_2} \right) \right]; \quad (2.11a)$$

$$\text{Model II: } \psi_{\text{K}} = A_{\text{K}}(x_1 - x_2)^2 \exp \left[-b_{\text{K}}^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_1^2}{x_2} + \frac{k_{\perp}^2 + m_2^2}{x_2} \right) \right]; \quad (2.11b)$$

$$\begin{aligned} \text{Model III: } \psi_{\text{K}} &= A_{\text{K}} [9.84(x_1 - x_2)^4 - 3.26(x_1 - x_2)^2 + 0.80875] \\ &\cdot \exp \left[-b_{\text{K}}^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_1^2}{x_1} + \frac{k_{\perp}^2 + m_2^2}{x_2} \right) \right]; \end{aligned} \quad (2.11c)$$

$$\begin{aligned} \text{Model IV: } \psi_{\text{K}} &= A_{\text{K}} [16.98(x_1 - x_2)^4 - 6.29(x_1 - x_2)^2 + 0.80625] \\ &\cdot \exp \left[-b_{\text{K}}^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_1^2}{x_1} + \frac{k_{\perp}^2 + m_2^2}{x_2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.11d)$$

其中 m_1, m_2 分别是 K 介子价夸克的组分质量。很明显 $SU(3)$ 对称性的破缺是通过指数因子中 m_s 来实现的。

对 D、B 介子的波函数, 采用我们先前基于重夸克对称性考虑而提出的唯象模型波函数^[10]:

$$\psi_D = A_D \exp \left[-b_D^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_c^2}{x_1} + \frac{k_{\perp}^2 + m_s^2}{x_2} \right) \right]; \quad (2.12)$$

$$\psi_B = A_B \exp \left[-b_B^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_b^2}{x_1} + \frac{k_{\perp}^2 + m_s^2}{x_2} \right) \right]. \quad (2.13)$$

对于矢量介子, QCD 求和规则的分析指出^[4,11] ρ 的波函数接近于其渐近形式. 因而其模型波函数假设为

$$\psi_{\rho}(x_i, k_{\perp}) = A_{\rho} \exp \left[-b_{\rho}^2 \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_1^2}{x_1} + \frac{k_{\perp}^2 + m_2^2}{x_2} \right) \right]. \quad (2.14)$$

对于 K^* , 由 $SU(3)$ 对称性, 其形式同样应与 ρ 相同. 对于 D^* , 由重夸克对称性知道, 其动力学近似与 D 相同. 因此波函数形式应与 D 相同^[10].

这样我们给定了下面计算所需要的所有波函数.

3 波函数的约束条件及其性质

在上面给定的波函数 (2.7—2.14) 中, 有两个自由参量 A 和 b . 很自然需要两个约束条件才能确定它们.

波函数的第一个约束条件来自 $M \rightarrow \mu\nu$ ^[3]

$$\int_0^1 dx \int \frac{d^2k_{\perp}}{16\pi^3} \psi_M(x_i, k_{\perp}) = f_M / 2\sqrt{3}, \quad (3.1)$$

这里介子 M 的衰变常数 f_M 定义为

$$\langle 0 | \mathcal{F}_{\mu} | M \rangle = i\sqrt{2} f_M P_{\mu} \text{ 赝标介子}, \quad (3.2a)$$

$$\langle 0 | \mathcal{F}_{\mu} | M \rangle = \sqrt{2} \sigma_{\mu} f_M m \text{ 矢量介子}, \quad (3.2b)$$

此处 \mathcal{F}_{μ} 是具有相应介子量子数的 Quark 弱流.

对于 π 介子, 由 $\pi \rightarrow \gamma\gamma$, 可得另一个约束条件为^[6]:

$$\int_0^1 dx \phi_{\pi}(x, k_{\perp} = 0) = \sqrt{3} / f_{\pi}. \quad (3.3)$$

由 $SU(3)$ 对称性, π 介子的平均横动量应与 K 介子的平均横动量大致相等. 由此假定 K 介子波函数的另一个约束条件为

$$\langle k_{\perp}^2 \rangle_K^{1/2} = \langle k_{\perp}^2 \rangle_{\pi}^{1/2}, \quad (3.4)$$

其中 $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ 定义为

$$\langle k_{\perp}^2 \rangle_M = \frac{1}{P_M} \int [dx][d^2k_{\perp}] |k_{\perp}^2| |\psi_M(x_i, k_{\perp})|^2, \quad (3.5)$$

P_M 是在强子态 $|H\rangle$ 中找到价福克态 $|q\bar{q}\rangle$ 的几率. 即:

$$P_M = \int [dx][d^2k_{\perp}] |\psi_M(x_i, k_{\perp})|^2. \quad (3.6)$$

在表 1 中, 列出了四个模型相应的 P_{π} 、 P_K 、 $\langle k_{\perp}^2 \rangle_{\pi}^{1/2}$ 、 $\langle k_{\perp}^2 \rangle_K^{1/2}$. 可以看到尽管四个模型在结构上相差较大 (见图 1), 但其平均横动量却是相差不大的. 而且价福克态的几率是随着组分夸克质量的增加而增加. 在非相对论极限下, 找到价福克态的几率将为 1. 因

此对 D、B 介子, 合理地采用下列约束条件:

$$P_K < P_D < P_B \leq 1. \quad (3.7)$$

其中 P_D, P_B , 取文献[11]中的值:

$$P_D \cong 0.8, P_B \cong 1. \quad (3.8)$$

对于矢量介子, 我们的约束条件是 $P_{M^*} = P_M$ (M^* 是 M 相应的矢量介子)。这意味着假设自旋方向的改变并不影响福克态之间的相对组成^[10]。矢量介子相应的价福克态几率及平均横动量已列在表 1 中。可以见到, 同一矢量介子的不同模型给出的平均横动量

表 1(a) 波函数参数表(价夸克福克态几率%)

介子	model I	model II	model III	model IV
π	31.0	36.5	26.5	31.6
K	48.7	57.6	42.8	50.7
ρ	31.0	36.5	26.5	31.6
K^*	48.7	57.6	42.8	50.7

表 1(b) 波函数参数表(平均横动量: MeV)

介子	model I	model II	model III	model IV
π	353.8	343.4	352.6	339.8
K	353.8	343.4	352.6	339.8
ρ	572.8	530.5	618.0	568.2
K^*	472.1	437.6	500.9	463.6

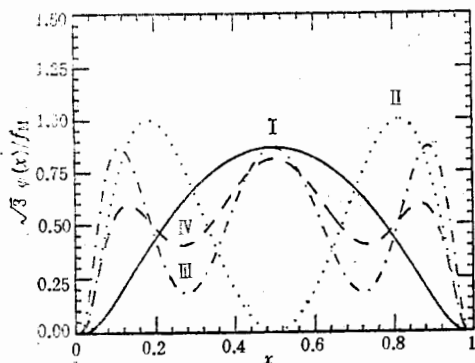


图 1 π 介子分布振幅图形

曲线 I, II, III, IV 分别对应 π 介子模型波函数 I, II, III, IV

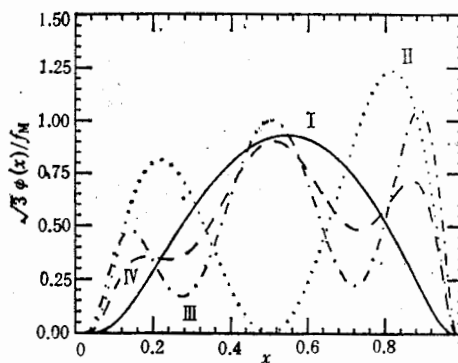


图 2 K 介子分布振幅图形

曲线 I, II, III, IV 分别相应于 K 介子模型波函数 I, II, III, IV

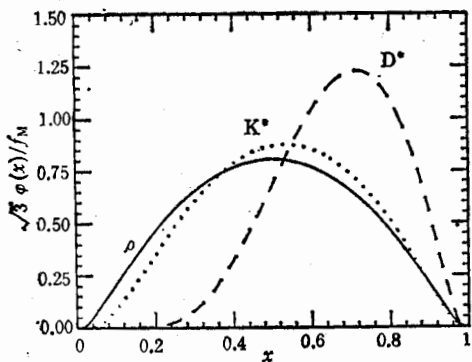


图 3 矢量介子 (ρ, K^*, D^*) 的分布振幅

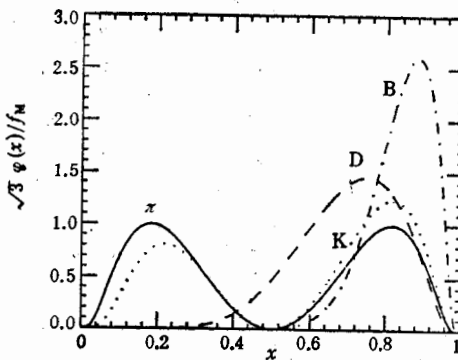


图 4 在同一模型中(模型 II) π, K, D, B 介子分布振幅的比较

仍是相差不大,但矢量介子的平均横动量比其相应的赝标介子要大。

图1—4给出的是介子的分布振幅的图形。从中的确可以看到 π 介子的四个不同模型之间差别还是比较大的。比较重、轻介子的分布振幅图形可以看到:在价福克态中,纵向动量大部分由重夸克携带着,重夸克越重,携带的动量分数越大。在无限重夸克质量的极限下,介子的纵向动量将等于重夸克的纵向动量。这正是目前流行的重夸克有效理论的情况。

4 强子矩阵元的计算

0^- 介子初态 I 到 0^- 介子末态 X 的弱流 \mathcal{J}_μ 的强子矩阵元的洛伦兹分解为

$$\langle X | \mathcal{J}_\mu | I \rangle = \left(P_I + P_X - \frac{m_I^2 - m_X^2}{q^2} q \right)_\mu F_1(q^2) + \frac{m_I^2 - m_X^2}{q^2} q_\mu F_0(q^2). \quad (4.1)$$

$q = P_I - P_X$, P_I, P_X 是初末态介子的动量。 $F_0(q^2), F_1(q^2)$ 分别是纵、横向形状因子,满足 $F_0(0) = F_1(0)$ 。当 $q^2 \approx 0$ 时的形状因子,采用最近极点近似:

$$F_i(q^2) = h_i / (1 - q^2/m_i^2). \quad (4.2)$$

其中 m_i 是极点质量。极点 m_0, m_1 分别具有 $0^+, 1^-$ 的量子数。

由于(4.2)式中的 $h_i = F_i(0)$, 因此可以很方便地在无穷大动量系中将 h_i 表述为介子波函数的重叠积分^[10]。即

$$h_0 = h_1 = \int \frac{dx d^2k_\perp}{16\pi^3} \phi_X^*(x, k_\perp) \phi_I(x, k_\perp) + \text{高福克态的贡献}. \quad (4.3)$$

同样对 0^- 介子 I 到 1^- 矢量介子 X_V 有

$$\begin{aligned} \langle X_V | \mathcal{J}_\mu | I \rangle = & \frac{2}{m_I + m_V} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^{*\nu} p_I^\rho p_{X_V}^\sigma V(q^2) + i \left[\epsilon_\mu^*(m_I + m_{X_V}) A_1 \right. \\ & \left. - \frac{\epsilon^* \cdot q}{m_I + m_{X_V}} (P_I + P_{X_V})_\mu A_2(q^2) - \frac{\epsilon^* \cdot q}{q^2} 2m_{X_V} q_\mu A_3(q^2) \right] \\ & + ((i\epsilon^* \cdot q)/q^2) 2m_{X_V} q_\mu A_0. \end{aligned} \quad (4.4)$$

其中

$$A_3(q^2) = \frac{m_I + m_{X_V}}{2m_{X_V}} A_1(q^2) - \frac{m_I - m_{X_V}}{2m_{X_V}} A_2(q^2), \quad (4.5a)$$

$$A_3(0) = A_0(0). \quad (4.5b)$$

采用最近极点近似后,相应的 h_V, h_{A_0}, h_{A_1} 可以很容易地用光锥波函数写出:

$$h_V = \frac{m_Q - m_q}{m_I - m_{X_V}} \int \frac{dx d^2k_\perp}{16\pi^3 x} \phi_{X_V}^*(x, k_\perp) \phi_I(x, k_\perp) + \text{高福克态贡献}. \quad (4.6)$$

$$h_{A_0} = \int \frac{dx d^2k_\perp}{16\pi^3} \phi_{X_V}^*(x, k_\perp) \phi_I(x, k_\perp) + \text{高福克态贡献}. \quad (4.7)$$

$$h_{A_1} = \frac{m_Q - m_q}{m_I + m_{X_V}} \int \frac{dx d^2k_\perp}{16\pi^3 x} \phi_{X_V}^*(x, k_\perp) \phi_I(x, k_\perp) + \text{高福克态贡献}. \quad (4.8)$$

此处 m_Q, m_q 分别是衰变夸克和产生夸克的组分质量。

将第二节和第三节中所确定的强子波函数代入表达式(4.3)和(4.6—4.8)中就可以得

到相应的价福克态对 h_i 的贡献。

如果仅用价福克态的形状因子去计算 D、B 介子的半轻子、非轻子衰变,显然所得的结果不能与实验相比,因为它忽略了高福克态的贡献。如用价福克态贡献计算 $D \rightarrow Klv$, $D \rightarrow \pi lv$ 的宽度,所得的结果占实验值的比分别为 45% 和 20% (这里以 Model II 为例,对其它模型结论是类似的)。而且当终态介子越轻,价福克态的贡献越小,因为这时找到价态的几率越小。因此有必要计算高福克态的贡献。不幸的是在目前人们还没有办法研究高福克态的波函数,只能依靠唯象的方法来考虑高福克态的贡献。一个合理的假定是

$$h_i = \alpha h_i^{(v)} \quad \alpha > 1, \quad (4.9)$$

其中 α 是引入的唯象参数,这样高福克态的贡献为 $(\alpha - 1)h_i^{(v)}$ 。 α 可以用不同的唯象方法来决定。最简单的假定是取 $\alpha = 1/\sqrt{\rho_1 \rho_x}$, 这等价于 BSW 模型中将价福克态直接归一化到 1。在下面的计算中,将采用这一简单取法。这样可以更方便地将我们的结果与 BSW 模型的结果相比较。

5 D、B 介子的遍举弱衰变

考虑到 QCD 修正后弱作用的有效哈密顿量为(以 $D \rightarrow K\pi$ 为例)

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [c_1(\mu)(\bar{u}d')(\bar{s}c) + c_2(\mu)(\bar{s}d')(\bar{u}c) + (\bar{s}c)(\bar{v}l)]. \quad (5.1)$$

在 BSW 方案中,忽略了 W 交换图,湮没图以及企鹅图的贡献。在下面的计算中,只考虑来自旁观者图的贡献。

由于我们计算的是强子水平的弱衰变,而 \mathcal{H}_{eff} 是由夸克场组成的算子。因此在 BSW 方案中采用下列近似

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [a_1(\bar{s}c)_H(\bar{u}d')_H + a_2(\bar{s}d')_H(\bar{u}c)_H + (\bar{s}c)(\bar{v}l)]. \quad (5.2)$$

这里 H 表示相应的夸克弱流已被具有相同量子数的强子场算子所取代。简单的 Fiertz 变换给出 a_1, a_2 与 c_1, c_2 的关系为

$$a_1 = c_1 + \xi c_2; \quad (5.3a)$$

$$a_2 = c_2 + \xi c_1. \quad (5.3b)$$

如果忽略色八重态流的贡献,则 $\xi = \frac{1}{3}$ 。由于我们目前还没有有效的办法来计算色八重态流的贡献,加上弱衰变中还存在很多其它的不确定因素如强子化过程、W 变换图、W 湮没图的贡献等。因此 BSW 将 a_1, a_2 视为自由参量。通过与实验比较定出 a_1, a_2 的值从而给定遍举道的理论预言。应该指出的是:原则上讲, a_1, a_2 不应是一个普适量,对不同的道应该有不同的值(这一点已从 Shifman 等人用 QCD 求和规则结合重夸克对称的分析得到初步证实^[12])。

5.1 半轻子衰变

计算是直接的。表 2 给出的是我们的计算结果。在计算中,已取 $\tau_{D^0} = (4.20 \pm$

$0.08) \times 10^{-13}s$, $\tau_{D^\pm} = (10.66 \pm 0.23) \times 10^{-13}s$, $\tau_{B^0} = \tau_{B^\pm} = (1.29 \pm 0.05) \times 10^{-12}s$. 为了与其它模型相比较,列出了目前比较流行的两个模型: BSW 模型^[1,13-15]和 GIW^[15,16]模型的结果. 表中用 ν 表示 KM 矩阵元 V_{ub} (在本文的所有表中皆如此).

表2 D、B 半轻子衰变分支比(%)

衰变模式	model I	model II	model III	model IV	BSW	GIW	实验值
$D^0 \rightarrow K l \nu$	3.04	3.25	3.52	2.56	3.47	3.53	3.31 ± 0.29
$D^0 \rightarrow K^* l \nu$	3.95	4.13	3.78	4.00	4.00	5.12	1.7 ± 0.6
$D^0 \rightarrow \pi^- l \nu$	0.219	0.197	0.217	0.148	0.294	0.168	$0.39 \pm_{0.12}^{0.23}$
$D^0 \rightarrow \rho^- l \nu$	0.251	0.267	0.234	0.253	0.294	0.294	
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l \nu$	6.52	6.98	7.57	5.49	8.81	8.95	$5.5 \pm_{1.1}^{1.2}$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} l \nu$	9.84	10.3	9.43	9.97	12.3	13	4.1 ± 0.6
$D^+ \rightarrow \pi^0 l \nu$	0.557	0.503	0.552	0.378	0.746	0.426	
$D^+ \rightarrow \rho^0 l \nu$	0.638	0.678	0.593	0.641	0.746	0.746	$<0.37>$
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ l \nu$	$4.31\nu^2$	$23.1\nu^2$	$16.2\nu^2$	$21.7\nu^2$	$9.62\nu^2$	$2.58\nu^2$	
$\bar{B}^0 \rightarrow \rho^+ l \nu$	$50.1\nu^2$	$48.9\nu^2$	$50.4\nu^2$	50.3	$33.5\nu^2$	$20.6\nu^2$	
$B^- \rightarrow \pi^0 l \nu$	$4.31\nu^2$	$23.1\nu^2$	$16.2\nu^2$	$21.7\nu^2$	$9.62\nu^2$	$2.58\nu^2$	<0.22
$B^- \rightarrow \rho^0 l \nu$	$50.1\nu^2$	$48.9\nu^2$	$50.4\nu^2$	50.3	$33.5\nu^2$	$20.6\nu^2$	
$B \rightarrow D l \nu$	0.668 (1.04)	0.668 (1.04)	0.668 (1.04)	0.668 (1.04)	6.65 (2.58)	2.31 (3.61)	1.6 ± 0.7
$B \rightarrow D^* l \nu$	4.66 (7.28)	4.66 (7.28)	4.66 (7.28)	4.66 (7.28)	4.54 (7.1)	8.5 (13.29)	4.6 ± 1.0

从表中可以看出,我们给出的四个模型与实验符合的情况完全可与 BSW、GIW 模型相比. 就 $D^0 \rightarrow \pi^- l \nu$ 而言,仅 BSW 能给出在实验误差范围内的预言. 但在 $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l \nu$ 道,仅模型 I, 模型 IV 能给出在实验误差范围内的预言. 考虑到这两个道的实验测量上还存在很大误差,还很难说哪一个模型真正给出正确的理论预言. 我们期望能有更为精确的实验测量能比较这些模型.

就 $B \rightarrow D l \nu$, $B \rightarrow D^* l \nu$ 而言,我们分别给出了 $V_{cb} = 0.04, 0.05$ 时的分支比(括号中对应的值是 $V_{cb} = 0.05$ 时的值). 在 $V_{cb} = 0.04$ 时, BSW 模型能给出与实验相符的 $B \rightarrow D l \nu$, $B \rightarrow D^* l \nu$ 的分支比. 而 GIW 模型则只能给出约等于实验上限的 $B \rightarrow D l \nu$ 的分支比,对 $B \rightarrow D^* l \nu$ 则不能给出与实验相符的预言. 我们的模型此时只能给出 $B \rightarrow D^* l \nu$ 的符合实验误差范围内的预言. 在 $V_{cb} = 0.05$ 时,我们的模型能给出与 $B \rightarrow D l \nu$ 实验相符的预言而 BSW 和 GIW 模型所给出的理论值全在实验范围之外,很明显,只有模型无关地抽取 V_{cb} 才能真正区分开这些模型.

在上面的计算中,所有唯象模型对 $B \rightarrow V l \nu$ ($B \rightarrow D^* l \nu$ 除外)、 $D \rightarrow V l \nu$ 的预言都高于实验的上限. 这表明我们对矢量介子的理解还不够. 解决这一问题的一个可能的途径是区分矢量介子波函数的纵向与横向分量.

表 3 B 的非轻子衰变宽度 ($\Gamma: 10^{10}s^{-1}$)

模 型 衰变方式	Model I $a_1 = 1.10$ $a_2 = 0.22$	Model II $a_1 = 1.10$ $a_2 = 0.11$	Model III $a_1 = 1.10$ $a_2 = 0.14$	Model IV $a_1 = 1.10$ $a_2 = 0.11$	BSW $a_1 = 1.03$ $a_2 = 0.21$
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$35.8 a_1^2 v^2$	$192 a_1^2 v^2$	$134 a_1^2 v^2$	$180 a_1^2 v^2$	$56 v^2 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$17.9 v^2 a_2^2$	$96 v^2 a_2^2$	$67 v^2 a_2^2$	$90.2 v^2 a_2^2$	$28 v^2 a_2^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 D^0$	$0.044 a_2^2$	$0.234 a_2^2$	$0.164 a_2^2$	$0.22 a_2^2$	$0.07 a_2^2$
$B^- \rightarrow D^0 \pi^-$	$\frac{0.226}{(a_1 + 0.62 a_2)^2}$	$\frac{0.226}{(a_1 + 1.44 a_2)^2}$	$\frac{0.226}{(a_1 + 1.2 a_2)^2}$	$\frac{0.226}{(a_1 + 1.40 a_2)^2}$	$\frac{0.256}{(a_1 + 0.75 a_2)^2}$
$B^- \rightarrow K^- D^0$	$\frac{0.017}{(a_1 + 0.7 a_2)^2}$	$\frac{0.017}{(a_1 + 1.4 a_2)^2}$	$\frac{0.017}{(a_1 + 1.14 a_2)^2}$	$\frac{0.017}{(a_1 + 1.36 a_2)^2}$	$\frac{0.019}{(a_1 + 0.46 a_2)^2}$
$B^- \rightarrow \pi^0 \pi^-$	$\frac{18 v^2}{(a_1 + a_2)^2}$	$\frac{96 v^2}{(a_1 + a_2)^2}$	$\frac{67 v^2}{(a_1 + a_2)^2}$	$\frac{90 v^2}{(a_1 + a_2)^2}$	$\frac{28 v^2}{(a_1 + a_2)^2}$
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \rho^-$	$98 v^2 a_1^2$	$528 v^2 a_1^2$	$369 v^2 a_1^2$	$496 v^2 a_1^2$	$152 v^2 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^- \rho^+$	$57 v^2 a_1^2$	$55.5 v^2 a_1^2$	$57.8 v^2 a_1^2$	$57 v^2 a_1^2$	$36 v^2 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 D^{*0}$	$0.137 a_2^2$	$0.366 a_2^2$	$0.256 a_2^2$	$0.344 a_2^2$	$0.10 a_2^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow \rho^0 D^0$	$0.054 a_2^2$	$0.053 a_2^2$	$0.055 a_2^2$	$0.054 a_2^2$	$0.04 a_2^2$
$B^- \rightarrow K^- \bar{D}^{*0}$	$155 v^2 a_2^2$	$635 v^2 a_2^2$	$416 v^2 a_2^2$	$591 v^2 a_2^2$	$160 v^2 a_2^2$
$B^- \rightarrow K^{*-} \bar{D}^0$	$69 v^2 a_2^2$	$65.7 v^2 a_2^2$	$71.8 v^2 a_2^2$	$68.7 v^2 a_2^2$	$112 v^2 a_2^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 \rho^0$	$76.4 v^2 a_2^2$	$231 v^2 a_2^2$	$180 v^2 a_2^2$	$223 v^2 a_2^2$	$84 v^2 a_2^2$
$B^- \rightarrow D^0 \rho^-$	$\frac{0.594}{(a_1 + 0.427 a_2)^2}$	$\frac{0.594}{(a_1 + 0.42 a_2)^2}$	$\frac{0.594}{(a_1 + 0.43 a_2)^2}$	$\frac{0.594}{(a_1 + 0.43 a_2)^2}$	$\frac{0.666}{(a_1 + 0.34 a_2)^2}$
$B^- \rightarrow D^0 K^{*-}$	$\frac{0.03}{(a_1 + 0.438 a_2)^2}$	$\frac{0.03}{(a_1 + 0.426 a_2)^2}$	$\frac{0.03}{(a_1 + 0.45 a_2)^2}$	$\frac{0.03}{(a_1 + 0.436 a_2)^2}$	$\frac{0.03}{(a_1 + 0.26 a_2)^2}$
$B^- \rightarrow D^{*0} K^-$	$\frac{0.015}{(a_1 + 0.92 a_2)^2}$	$\frac{0.015}{(a_1 + 1.87 a_2)^2}$	$\frac{0.015}{(a_1 + 1.51 a_2)^2}$	$\frac{0.015}{(a_1 + 1.8 a_2)^2}$	$\frac{0.013}{(a_1 + 0.64 a_2)^2}$
$B^- \rightarrow \pi^0 \rho^-$	$\frac{49.2 v^2}{(a_1 + 0.76 a_2)^2}$	$\frac{264 v^2}{(a_1 + 0.324 a_2)^2}$	$\frac{185 v^2}{(a_1 + 0.40 a_2)^2}$	$\frac{248 v^2}{(a_1 + 0.34 a_2)^2}$	$\frac{76 v^2}{(a_1 + 0.50 a_2)^2}$
$B^- \rightarrow \pi^- D^{*0}$	$\frac{0.204}{(a_1 + 0.82 a_2)^2}$	$\frac{0.204}{(a_1 + 1.89 a_2)^2}$	$\frac{0.204}{(a_1 + 1.6 a_2)^2}$	$\frac{0.204}{(a_1 + 1.84 a_2)^2}$	$\frac{0.20}{(a_1 + 1.04 a_2)^2}$
$B^- \rightarrow K^- J/\psi$	$1.27 a_2^2$	$5.21 a_2^2$	$3.41 a_2^2$	$4.84 a_2^2$	$1.32 a_2^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^0 J/\psi$	$1.27 a_2^2$	$5.20 a_2^2$	$3.41 a_2^2$	$4.84 a_2^2$	$1.32 a_2^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	$0.226 a_1^2$				$0.256 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ K^-$	$0.017 a_1^2$				$0.02 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ D^-$	$0.015 a_1^2$				$0.02 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	$0.204 a_1^2$				$0.20 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \rho^-$	$0.594 a_1^2$				$0.67 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ K^{*-}$	$0.0298 a_1^2$				$0.032 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} K^-$	$0.0102 a_1^2$				$0.0128 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ D^{*-}$	$0.0187 a_1^2$				$0.0192 a_1^2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D^-$	$0.00876 a_1^2$				$0.0064 a_1^2$
$B^- \rightarrow D^{*0} D^-$	$0.00876 a_1^2$				$0.0064 a_1^2$

5.2 非轻子衰变

5.2.1 $B \rightarrow PP, PV$:

本文计算的B的二体衰变道已列在表3中,表4给出计算结果与实验的比较。在计算中,已取 $V_{cb} = 0.04$ 。此外,为了便于比较,已列出BSW模型的相应结果。

表4 B的部分非轻子衰变道分支比

衰变模式	模型					实验值	
	Model I $a_1 = 1.10$ $a_2 = 0.22$	Model II $a_1 = 1.10$ $a_2 = 0.11$	Model III $a_1 = 1.10$ $a_2 = 0.14$	Model IV $a_1 = 1.10$ $a_2 = 0.11$	BSW $a_1 = 1.03$ $a_2 = 0.21$		
$\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^0 J/\psi$	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.07 ± 0.03	
$B^- \rightarrow K^- J/\psi$	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08 ± 0.02	
$B^- \rightarrow D^0 \pi^-$	0.45 (0.27)	0.46 (0.26)	0.47 (0.25)	0.46 (0.26)	0.46 (0.25)	0.38 ± 0.11	
$B^- \rightarrow D^0 \rho^-$	1.09 (0.78)	1.01 (0.85)	1.03 (0.83)	1.01 (0.85)	1.04 (0.79)	1.3 ± 0.6	
$B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$	0.43 (0.22)	0.45 (0.21)	0.46 (0.20)	0.45 (0.21)	0.40 (0.17)	0.52 ± 0.15	
$B^- \rightarrow \pi^0 \pi^-$	$50.5v^2$	$181v^2$	$133v^2$	$170v^2$	$55.5v^2$	< 0.024	
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \rho^-$	$154v^2$	$824v^2$	$576v^2$	$774v^2$	$208v^2$	< 0.052	
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^- \rho^+$	$89.2v^2$	$86.7v^2$	$90.2v^2$	$89.2v^2$	$49v^2$	< 0.052	
$\bar{B}^0 \rightarrow \rho^0 D^0$	3.4×10^{-3}	8.3×10^{-4}	1.4×10^{-3}	8.4×10^{-4}	2.8×10^{-3}	< 0.06	
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 \rho^0$	$4.77v^2$	$3.61v^2$	$4.55v^2$	$3.47v^2$	$4.78v^2$	< 0.04	
$B^- \rightarrow \pi^0 \rho^-$	$102v^2$	$439v^2$	$319v^2$	$414v^2$	$126v^2$	< 0.055	
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$55.8v^2$	$299v^2$	$209v^2$	$180v^2$	$76.6v^2$	< 0.009	
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	0.35					0.35	0.32 ± 0.07
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	0.32					0.27	0.32 ± 0.07
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \rho^-$	0.93					0.92	0.9 ± 0.6

表中列出的 a_1, a_2 值分别是由 $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$, $B^- \rightarrow K^- J/\psi$ 确定的。BSW模型与实验值的比较则给出 $a_1 = 1.03$, $|a_2| = 0.21^{[17]}$ 。 a_2 的符号是不确定的,因此我们计算了分别相应于 a_2 取正、负号时的理论预言值(括号中的数值相应于 a_2 取负号)。从中可以看到在目前所测量的B的二体道中(尤其是 $B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$),所列五个模型在 $a_2 > 0$ 时的预言更接近实验数据的中心值。由于在目前实验测量上还存在很大误差,希望进一步的实验与理论研究能够完全肯定 a_2 的符号。因为 a_2 的符号对 B^\pm 与 B^0 的相对寿命有很大影响。如表6所示, B^\pm 有与 $a_1 + xa_2$ 有关的衰变道,若 $a_2 > 0$,这些衰变道将提高 B^0 的相对寿命。这对理论上确定 τ_{B^0}/τ_{B^\pm} 和理解D、B介子弱衰变的不同之处是有很意义的^[17]。

由于 a_1 是由 $B^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$ 所确定的,它仅与 $B \rightarrow D$ 的矩阵元有关,故四个模型的 a_1 是相同的。因此在实验上测量与矩阵元 $B \rightarrow \pi$ 相关的 a_1 道(如 $B \rightarrow \pi\pi, \pi\rho$)是极其重

要的。这样可以检验用不同道定出的 a_1, a_2 所给出的相应预言是否自洽, 以检验 BSW 模型将 a_1, a_2 视为与衰变道无关的自由参量是否合理。

表 4 中的值与目前的实验在误差范围内相符。尽管如此, 不同模型给出的理论值还有较大差别。如与 B- π , B-K 形状因子有关的过程即是这样。遗憾的是, 目前关于这些衰变道只存在实验上限, 将来这些衰变道精确实验将有助于判别不同波函数模型的合理性。

从我们所列的 B 的遍举衰变中可以看到, 所列的不同模型给出的理论值用 a_1, a_2 来表示是相差较大的。但由于 a_1, a_2 是“可调”参量使得每个模型给出的预言与目前的实验仍能相符。正如我们将要看到的, 在 D 的衰变中, 情况亦是如此。这种 a_1, a_2 与模型的强烈相关性迫切要求从理论上或从更精确的实验中, 模型无关地决定 a_1, a_2 , 以区分不同的波函数模型和检验用某一波函数模型对衰变预言的可靠程度。

5.2.2 D \rightarrow PP, PV

表 5 中列出的 D \rightarrow PP, PV 的宽度(Γ)及分支比(Br)是用因子化振幅计算出来的, 其中 a_1, a_2 是由 D \rightarrow K π 道考虑终态相互作用确定出来的^[4,10]。正如 B 介子衰变情况所见到的, 不同模型给出的 a_1, a_2 值相差较大, 致使不同模型波函数给出的预言与目前的实验结果的相符程度是基本上相同的。

由于 D 介子位于共振态区域, 很自然期望因子化振幅是不能给出很好地符合实验误差范围内的预言的。的确 D 介子与实验符合的情况要比 B 差得多, 并且 D \rightarrow PP 比 D \rightarrow Vd 的结果要更接近于实验一些, 这是因为矢量介子大多是共振态造成的。比较 D \rightarrow ρ P 与 D \rightarrow K*P 的道可以发现因子化振幅对 D \rightarrow K*P 的预言比 D \rightarrow ρ P 的要好。原因是由于 ρ 的共振态比 K* 要宽得多。因而存在较大的共振态 Smeat 效应。如果考虑终态相互作用及共振态的 Smeat 效应, 可期望很多道能达到与实验可比较的程度^[13]。

6 结 论

本文在 QCD 框架中利用现有的几种介子模型波函数计算了重介子的弱衰变过程以期探讨 BSW 方案的模型相关性和可靠性。通过与 D 介子和 B 介子弱衰变的实验数据相比较, 可以得到以下几点有意义的结论。

在 BSW 方案中所采用的强子波函数都是价福克态的模型波函数, 价福克态波函数占强子波函数的几率小于 1。如何估算高福克态波函数对 D 和 B 介子弱衰变过程的贡献仍是一个未解决的问题。实际上, 对于轻夸克组成的强子, 如 π 和 K 介子, 价夸克态的几率比 1 小很多, 当组分夸克质量增加时, 价夸克态所占的几率相应地增加, 对于重夸克组成的强子, 其几率接近于 1。在 π 和 K 介子情况下, 不同的价夸克态模型波函数给出的介子内部夸克的平均横动量相差不大, 矢量介子内的夸克平均横动量比相应的赝标介子内部夸克横动量大, 对于 D 和 B 介子来讲, 内部夸克平均横动量较强地依赖于 f_D 和 f_B 值。

BSW 方案的模型相关性在目前的实验误差范围内还不足以判断, 其原因在于 BSW 方案中还存在两个自由参量 a_1 和 a_2 。应用不同的模型波函数计算 D 和 B 介子的一系列半轻子衰变过程和非轻子衰变过程, 虽然在以 a_1 和 a_2 表示时衰变宽度的表达式差别很

表5 D 非轻子衰变宽度 (Γ) 及分支比 (Br) ($\Gamma: 10^{10}s^{-1}$, Br: %)

模型	model I $a_1 = 1.13$ $a_2 = -0.51$		model II $a_1 = 1.09$ $a_2 = -0.54$		model III $a_1 = 1.05$ $a_2 = -0.51$		model IV $a_1 = 1.23$ $a_2 = -0.62$		BSW $a_1 = 1.14$ $a_2 = -0.51$		实验值
	Γ	Br	Γ	Br	Γ	Br	Γ	Br	Γ	Br	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$9.53a_1^2$	5.11	$10.2a_1^2$	5.09	$11.1a_1^2$	5.12	$8.02a_1^2$	5.10	$9.92a_1^2$	5.40	3.65 ± 0.21
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$	$7.02a_1^2$	0.77	$6.32a_1^2$	0.78	$6.95a_1^2$	0.76	$4.76a_1^2$	0.77	$7.55a_1^2$	0.82	2.1 ± 0.5
$D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$	$0.484a_1^2$	0.26	$0.437a_1^2$	0.218	$0.480a_1^2$	0.222	$0.329a_1^2$	0.209	$0.52a_1^2$	0.284	0.163 ± 0.019
$D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$0.243a_1^2$	0.053	$0.218a_1^2$	0.0268	$0.240a_1^2$	0.053	$0.165a_1^2$	0.053	$0.26a_1^2$	0.028	< 0.46
$D^0 \rightarrow K^+ K^-$	$0.71a_1^2$	0.381	$0.760a_1^2$	0.379	$0.824a_1^2$	0.382	$0.60a_1^2$	0.380	$0.75a_1^2$	0.359	0.41 ± 0.04
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$	$0.707a_1^2$	0.963	$0.757a_1^2$	0.959	$0.821a_1^2$	0.965	$0.595a_1^2$	0.960	$0.76a_1^2$	1.05	0.73 ± 0.18
$D^+ \rightarrow \bar{K}^+ \pi^+$	9.49 $(a_1 + 1.21a_2)^2$	0.263	10.16 $(a_1 + 1.11a_2)^2$	0.258	11.0 $(a_1 + 11.2a_2)^2$	2.68	8.00 $(a_1 + 1.1a_2)^2$	2.61	9.98 $(a_1 + 1.23a_2)^2$	2.80	2.6 ± 0.4
$D^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+$	0.245 $(a_1 + a_2)^2$	0.1	0.437 $(a_1 + a_2)^2$	0.07	0.240 $(a_1 + a_2)^2$	0.075	0.165 $(a_1 + a_2)^2$	0.065	0.26 $(a_1 + a_2)^2$	0.1	< 0.53
$D^0 \rightarrow \pi^0 \bar{K}^{*0}$	$9.31a_1^2$	1.02	$8.40a_1^2$	1.03	$9.23a_1^2$	1.01	$6.32a_1^2$	1.02	$9.72a_1^2$	1.06	2.1 ± 1.0
$D^0 \rightarrow \pi^+ K^{*-}$	$7.18a_1^2$	3.85	$5.06a_1^2$	2.53	$4.64a_1^2$	2.15	$4.90a_1^2$	3.11	$5.12a_1^2$	2.79	4.5 ± 0.6

$D^0 \rightarrow K^- \rho^+$	$17.24a_1^2$	9.24	$18.45a_1^2$	9.21	$20.0a_1^2$	9.26	$14.51a_1^2$	9.22	$17.43a_1^2$	9.51	7.3 ± 1.1
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \rho^0$	$2.7a$	0.294	$2.87a_1^2$	0.35	$2.53a_1^2$	0.276	$2.73a_1^2$	0.44	$3.14a_1^2$	0.343	0.61 ± 0.3
$D^0 \rightarrow \pi^- \rho^+$	$1.06a_1^2$	0.569	$0.956a_1^2$	0.477	$1.05a_1^2$	0.467	$0.720a_1^2$	0.457	$1.11a_1^2$	0.61	
$D^0 \rightarrow K^- K^+$	$0.717a_1^2$	0.384	$0.767a_1^2$	0.383	$0.832a_1^2$	0.385	$0.603a_1^2$	0.383	$0.74a_1^2$	0.404	0.35 ± 0.08
$D^0 \rightarrow K^* K^+$	$0.389a_1^2$	0.209	$0.274a_1^2$	0.137	$0.252a_1^2$	0.116	$0.265a_1^2$	0.169	$0.28a_1^2$	0.153	0.20 ± 0.10
$D^+ \rightarrow \pi^+ \bar{K}^{*0}$	7.18 $(a_1 + 1.61a_2)^2$	7.58	5.06 $(a_1 + 1.82a_2)^2$	0.62	4.64 $(a_1 + 1.99a_2)^2$	0.06	4.90 $(a_1 + 1.61a_2)^2$	2.8	5.18 $(a_1 + 1.95a_2)^2$	0.116	1.9 ± 0.7
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$	$0.71a_1^2$	0.966	$0.76a_1^2$	0.962	$0.824a_1^2$	0.968	$0.597a_1^2$	0.964	$0.74a_1^2$	1.03	
$D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	$0.424a_1^2$	0.577	$0.299a_1^2$	0.378	$0.274a_1^2$	0.322	$0.289a_1^2$	0.466	$0.29a_1^2$	0.40	0.47 ± 0.09
$D^0 \rightarrow \pi^+ \rho^-$	$0.238a_1^2$	0.13	$0.252a_1^2$	0.126	$0.222a_1^2$	0.103	$0.240a_1^2$	0.152	$0.28a_1^2$	0.153	
$D^0 \rightarrow \pi^0 \rho^0$	$0.576a_1^2$	0.063	$0.549a_1^2$	0.067	$0.561a_1^2$	0.061	$0.448a_1^2$	0.072	$0.63a_1^2$	0.069	
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \rho^+$	17.1 $(a_1 + 0.56a_2)^2$	12.98	18.32 $(a_1 + 0.56a_2)^2$	12.12	19.86 $(a_1 + 0.5a_2)^2$	13.3	14.4 $(a_1 + 0.62a_2)^2$	11.05	17.57 $(a_1 + 0.60a_2)^2$	13.03	6.6 ± 1.7
$D^+ \rightarrow \pi^0 \rho^+$	0.531 $(a_1 + 0.47a_2)^2$	0.457	0.479 $(a_1 + 0.51a_2)^2$	0.337	0.527 $(a_1 + 0.46a_2)^2$	0.374	0.36 $(a_1 + 0.577a_2)^2$	0.292	0.57 $(a_1 + 0.50a_2)^2$	0.476	
$D^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$	0.119 $(a_1 + 2.11a_2)^2$	3.5×10^{-4}	0.12 $(a_1 + 1.95a_2)^2$	1.6×10^{-4}	0.112 $(a_1 + 2.18a_2)^2$	4.28×10^{-4}	0.12 $(a_1 + 1.73a_2)^2$	3.0×10^{-3}	0.14 $(a_1 + 2.0a_2)^2$	2.0×10^{-3}	< 0.12

大,但是适当选取相应的 a_1 和 a_2 值仍能使大多数理论值与实验结果相符。从目前 B 介子非轻子衰变的实验数据来看(尤其是 $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ 给出的限制最强), $a_2 > 0$ 可能是模型无关的。这有待于实验精度进一步改进来确定。

B 介子中的 b 夸克质量 $m_b \gg \Lambda_{\text{QCD}}, m$ (m 是轻夸克 u、d、s 的质量),因而 b 夸克占有 B 介子内大部分动量比 $x \left(\approx 1 - \frac{m}{m_b} \right)$, B 介子波函数应在 $x \approx 1 - \frac{m}{m_b}$ 处有一个窄峰,其峰的宽度 $\sim \frac{m}{m_b}$ 。同时 B 介子中价夸克的几率接近于 1。这样对于 B 介子来讲波函数的性质基本上是确定的,不同模型波函数给出的结果应该是类似的。此外,由于 B 介子很重且远离可能的中间态共振区域使得终态相互作用可以忽略。所有这些因素导致 BSW 方案中旁观者近似是合理的。因而 $B \rightarrow \pi$ 和 $B \rightarrow K$ 的宽度就较强地依赖于末态中 π 介子和 K 介子波函数的行为,这就提供了从 B 的半轻子和非轻子衰变道的实验数据来研究 π 介子和 K 介子波函数模型的可能性。目前这些过程由于 CKM 矩阵元的压低实验数据还很少,未来的 B 介子工厂将有助于确定价夸克态波函数的正确行为。

BSW 方案中在符合实验数据时强子波函数和 a_1, a_2 参量相互关联,为了深入研究这一方案的模型相关性和可靠性,确定参量 a_1, a_2 的符号和大小是很重要的。特别是在 D 介子的衰变过程中尤为突出,因为这时终态相互作用、W 交换和湮没图、企鹅图等效应都比在 B 介子衰变过程中强。此外,在 BSW 方案中的一个重要假定是 a_1, a_2 参量与衰变道具体过程无关,随着实验精度的进一步提高将检验这一假定的合理性。因此从理论上估算 a_1 和 a_2 参量的符号和大小,特别是研究色八重态流贡献是一件有意义的工作,它与 QCD 框架中强子模型波函数的研究相结合将推进对重介子弱衰变领域的进展。

参 考 文 献

- [1] M. Bauer, B. Stech and M. Wirbel, *Z. Phys.*, **C34**(1987), 103; *ibid.*, **29**(1985) 637.
- [2] N. Isgur and M.B. Wise, *Phys. Lett.*, **B237**(1990)527.
- [3] S.J. Brodsky and G.P. Lepage, *Phys. Rev.*, **D24**(1981) 1848; S.J. Brodsky, G.P. Lepage, T. Huang and P.B. Mackenzie, in *Particles and Fields 2*, ed. A. Z. Capri and A.N. Kamal (Plenum, New York, 1983), p.83.
- [4] V.L. Chernyak and A.R. Zhitnisky, *Phys. Rep.*, **112**(1984) 173.
- [5] S.J. Brodsky, T. Huang and G.P. Lepage, SLAC-PUB-2540 (unpublished); T. Huang, in *High Energy Physics—1980, Proceedings of the XXth International Conference, Madison, Wisconsin, 1980*, ed. L. Durand L. G. Pondrom, AIP Conf. Proc. No. 68(AIP, New York, 1981).
- [6] T.Huang in *High p_T Physics and High Twists*, proceedings, Paris, France, 1988, ed. M. Benayoun, M. Fountannaz and J.L. Narjoux; *Nucl. Phys.* (Pro. Suppl.), **7B**(1989), 320.
- [7] Z. Diembowski and L. Mankiewicz, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987) 2175.
- [8] T. Huang in *Proceedings of the International Symposium on Particles and Nuclear Physics, Beijing, China, 1985*, ed. N. Hu and C.S. Wu(World Scientific, Singapore, 1987); in *Second Asia Pacific Physics Conference, Bangalore, India, 1986*, ed. S. Chandrasekhar (World Scientific, Singapore, 1987).
- [9] V.M. Braun and I.E. Filyanov, *Z. Phys.*, **C44**(1989)157.
- [10] X.H. Guo and T. Huang, *Phys. Rev.*, **D43**(1991) 2931; *Commun. Theor. Phys.*, **13**(1989)365.
- [11] X.D. Xang, X.N. Wang and T. Huang, *Commun. Theor. Phys.*, **5**(1986) 117; *Chin. Phys. Lett.*, **2**(1985)67; *Phy. Rev.*, **D35**(1987)1013.
- [12] B. Blok and M. Shifman, NSF-ITP-92/76, NSF-ITP-92/82, NSF-ITP-92/142.
- [13] T. Uppal and R.C. Verma, *Phys. Rev.*, **D46**(1992)2982; *Z. Phys.*, **C56**(1992) 273; A.N. Kamal, N. Sinha and R. Sinha, *Z. Phys.*, **C41**(1988) 207.

- [14] Particle Data Group, *Phys. Rev.*, **D45**, No.11(1992).
[15] M. Wirbel, in *Progress in Particle and Nuclear Phys.*, ed. A. Faessler, **21**, p.33.
[16] B. Grinstein, N. Isgur and M.B. Wise, CALT-68-1311, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986) 298.
[17] M. Neubert, V. Rieckert and B. Stech, HD-THEP-91-28.

Model Dependence of the BSW Approach

Luo Chuanwang Huang Tao

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

Guo Xinheng

(*Institute of Theoretical Physics, Beijing 100083*)

Li Jinping Lu Gongru

(*Physics Department, Henan Normal University, Xinxiang 453002*)

Received on March 31, 1993

Abstract

Hadronic model wavefunctions are applied to calculate hadronic matrix elements of decays of D, B mesons in the Bauer-Stech-Wirbel (BSW) approach we have analyzed several different models of valence Fock state wavefunctions, studied their properties and calculated branch ratios of exclusive decays of D, B mesons. The results show that predictions of the different wavefunction models can fit most of the present data within the errors by choosing reasonable a_1, a_2 . Therefore, it will be helpful for studying the model dependence and the reliability of the BSW approach from further theoretical investigation on factorization of weak processes and on the hadronic wavefunctions and from the further precisely experimental measurements.

Key words hadronic wavefunction, weak decay, heavy flavor meson