第18卷 第8期 高能物理与核物理 Vol. 18, No. 8
1994年8月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Aug., 1994

SU(3)下的美介子半轻子衰变

李作宏
（聊城师范学院物理系 山东 252059）

侯云智
（山东大学物理系 济南 250100）

1993年4月5日收到

摘　　要

强相互作用中近似成立的 $SU(3)$ 对称性被用来分析美介子半轻子三体和四体衰变，获得了衰变宽度之间的一些 $SU(3)$ 联系. 这些联系可以为了解美介子半轻子衰变中产生的各种动力学效应的性质提供一些信息.

关键词 美介子半轻子衰变，$SU(3)$ 有效哈密顿，衰变宽度联系.

1 引　　言

历史上，弱衰变的研究是了解基本相互作用形式和对称性的重要途径之一. 今天，重夸克衰变的理论和实验研究是检验标准模型，确定夸克混合参数，了解 CP 破坏现象动力学起因，认识重夸克性质和强子内部强相互作用的必不可少的工具. 近十几年来，在高能物理实验的推动下，重夸克衰变理论研究有了较大的进展，一系列有影响的理论模型[1]相继提出. 不久前提出的重夸克有效理论[2]已成功地用于重夸克衰变的理论研究[3]. 但是，由于长距离 QCD 效应的存在，这些模型都是建立在唯象基础上. 实验结果的 QCD 解释尚需一些时间. 为此，利用强相互作用中近似成立的 $SU(3)$ 对称性对重夸克衰变作一些预言是令人感兴趣的.

虽然，粲介子衰变的 $SU(3)$ 结果不能令人满意[4]，但由于 b 夸克质量较 c 夸克质量大得多，相信在美介子衰变中，$SU(3)$ 对称性能够较好成立. 一些作者[5]对美介子非轻子衰变作了 $SU(3)$ 预言. 对于美介子半轻子衰变，实验上[6]发现 $Br(B^0\to D^+L\bar{\nu}_L)=(1.8\pm0.8)\%$，$Br(B^0\to D^{*+}L\bar{\nu}_L)=(9.8\pm1.5)\%$ 和 $Br(B\to L\bar{\nu}_L h_s')=(23.1\pm1.1)\%$. 期望在将来有更多的三体和四体半轻子衰变被测量. 基于此，利用 $SU(3)$ 对称性分析美介子半轻子衰变，尤其衰变宽度之间的 $SU(3)$ 和 $SU(2)$ 同位旋关系，对于美介子半轻子衰变的理论研究具有一定的意义和参考价值.

2 三体衰变

美介子半轻子三体衰变包括 $B\to PL\bar{\nu}_L$ 和 $B\to DL\bar{\nu}_L$ 两种类型. 其中，B和D分别

表示美介子和粲介子,均为 $SU(3)$ 反三重态. 可用一行矢量表示为

$$\mathrm{B}=(\mathrm{B}^-,\mathrm{B}^0,\mathrm{B}_s^0) \tag{2.1a}$$

$$\mathrm{D}=(\mathrm{D}^0,\mathrm{D}^+,\mathrm{D}_s^+) \tag{2.1b}$$

P 表示处于 $SU(3)$八重态的赝标介子:

$$P_j^i=\begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}}+\frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}}+\frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}\,\eta \end{pmatrix} \tag{2.1c}$$

L 和 $\bar{\nu}_{\mathrm{L}}$ 分别表示轻子 (e,μ) 和相应的反中微子 $(\bar{\nu}_e,\bar{\nu}_\mu)$, $\mathrm{B}\to\mathrm{PL}\bar{\nu}_{\mathrm{L}}$ 是由弱耦合 $\mathrm{b}\to \mathrm{uw}^-$ 产生的,其相互作用哈密顿量表示为(省略 CKM 矩阵元 $V_{ub}=-s_1s_3$)

$$H=\begin{pmatrix}1\\0\\0\end{pmatrix} \tag{2.2}$$

由群论知,如果 $\mathrm{B}\to\mathrm{PL}\bar{\nu}_{\mathrm{L}}$ 是 $SU(3)$ 对称的,要求有效哈密顿量 H_{eff} 处在 $SU(3)$ 恒等表示. 由于直积群 $8^*\otimes3\otimes3^*$ 约化中只含有一个恒等表示,故有效哈密顿量 H_{eff} 可表示为

$$H_{\mathrm{eff}}=\alpha B_iH^j\bar{P}_j^i\bar{L}\nu_{\mathrm{L}} \tag{2.3}$$

其中,α 为包括 V_{ub} 在内的参数. 展开(2.3)式,得到 $\mathrm{B}\to\mathrm{PL}\bar{\nu}_{\mathrm{L}}$ 各种衰变过程的衰变宽度. 它们之间存在简单的 $SU(3)$ 联系:

$$\begin{aligned}\Gamma(\mathrm{B}^0\to\pi^+\mathrm{L}\bar{\nu}_{\mathrm{L}})&=2\Gamma(\mathrm{B}^-\to\pi^0\mathrm{L}\bar{\nu}_{\mathrm{L}})\\&=\Gamma(\mathrm{B}_s^0\to\mathrm{K}^+\mathrm{L}\bar{\nu}_{\mathrm{L}})\\&=6\Gamma(\mathrm{B}^-\to\eta\mathrm{L}\bar{\nu}_{\mathrm{L}})=|\alpha|^2\end{aligned} \tag{2.4}$$

其中,第一个等式来自同位旋 $SU(2)$ 对称性. (2.4) 式的结果不能简单地推广到 $\mathrm{B}\to\mathrm{VL}\bar{\nu}_{\mathrm{L}}$ (V 表示矢量介子). 这是因为质量本征态 $|\phi\rangle=|s\bar{s}\rangle$ 和

$$|\omega\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle+|d\bar{d}\rangle)$$

是 $SU(3)$ 八重态 $|V_8\rangle$ 和 $SU(3)$ 单态 $|V_1\rangle$ 的线性组合:

$$|V_8\rangle=\frac{1}{\sqrt{3}}(|\omega\rangle-\sqrt{2}|\phi\rangle) \tag{2.5a}$$

$$|V_1\rangle=\frac{1}{\sqrt{3}}(\sqrt{2}|\omega\rangle+|\phi\rangle) \tag{2.5b}$$

$\mathrm{B}\to\mathrm{VL}\bar{\nu}_{\mathrm{L}}$ 的有效哈密顿量可写成

$$H_{\mathrm{eff}}=\alpha B_iH^j\bar{V}_j^i\bar{L}\nu_{\mathrm{L}}+\beta B_kH^k\bar{V}_1\bar{L}\nu_{\mathrm{L}} \tag{2.6}$$

其中

$$V^i_j=\begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}}+\frac{V_8}{\sqrt{6}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}}+\frac{V_8}{\sqrt{6}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & -\sqrt{\frac{2}{3}}V_8 \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

由于 $B^-\to\phi L\bar{\nu}_L$ 是 OZI 规则禁戒的，令其衰变振幅为零，得到

$$\beta=\frac{1}{\sqrt{3}}\alpha \tag{2.8}$$

(2.6)式的有效哈密顿量可写为

$$H_{\rm eff}=\alpha B_iH^i\bar{V}^i_j\bar{L}\nu_L+\frac{1}{\sqrt{3}}\alpha B_kH^k\bar{V}_l\bar{L}\nu_L \tag{2.9}$$

对于 $B\to VL\bar{\nu}_L$ 的四种衰变过程的 $SU(3)$ 联系为

$$\begin{aligned}\Gamma(B^0\to\rho^+L\bar{\nu}_L)&=2\Gamma(B^-\to\rho^0L\bar{\nu}_L)\\&=2\Gamma(B^-\to\omega L\bar{\nu}_L)\\&=\Gamma(B^0_s\to K^{*+}L\bar{\nu}_L)=|\alpha|^2\end{aligned} \tag{2.10}$$

$B\to DL\bar{\nu}_L$ 的衰变过程来自耦合 $b\to cW^-$. 其相互作用哈密顿量属于 $SU(3)$ 恒等表示. 有效哈密顿量 $H_{\rm eff}$ 可表示为（$V_{cb}=c_1c_2s_3+s_2c_3e^{i\delta}$ 被吸收在参数 α 中）

$$H_{\rm eff}=\alpha B_i\bar{D}^i\bar{L}\nu_L \tag{2.11}$$

相应的各种衰变过程之间的 $SU(3)$ 联系是

$$\begin{aligned}\Gamma(B^-\to D^0L\bar{\nu}_L)&=\Gamma(B^0\to D^+L\bar{\nu}_L)\\&=\Gamma(B^0_s\to D^+_sL\bar{\nu}_L)=|\alpha|^2\end{aligned} \tag{2.12}$$

其中，第一个等式是 $SU(2)$ 同位旋不变的结果. (2.12) 式的结果可直接推广到 $B\to D^*L\bar{\nu}_L$.

3 四体衰变

美介子多体半轻子衰变的实验数据目前是缺乏的. 象引言中提到的，只测量到 $B\to L\bar{\nu}_Lh'_s$ 过程的分枝比[6]. 1989 年，CLEO[7] 宣称发现了 $B^0\to D^*(2010)^+\pi^0L\bar{\nu}_L$ 和 $B^0\to D^*(2010)^0\pi^+L\bar{\nu}_L$，但未被肯定. 在这一部分中，我们着重讨论具有两个终态介子的半轻子衰变.

首先考虑衰变过程 $B\to PPL\bar{\nu}_L$. 弱哈密顿量由 (2.2) 式给出. 由群论知，直积群 $8^*\otimes8^*\otimes3^*\otimes3$ 约化中含有两个 $SU(3)$ 恒等表示基. 因此，有效哈密顿量可表示为

$$H_{\rm eff}=\alpha\bar{P}^i_j\bar{P}^j_iB_kH^k\bar{L}\nu_L+\beta\bar{P}^i_j\bar{P}^j_kB_iH^k\bar{L}\nu_L \tag{3.1}$$

由于终态的两个赝标介子具有相对轨道角动量 l，按照玻色统计，当 l 为偶数时两个赝标介子的味量子数必须是交换对称的，因此(3.1)式中两项均对衰变振幅有贡献；而 l 为奇数时，必须是交换反对称的，故只有第二项对衰变振幅有贡献. 就 l 为偶数和奇数两种情况分别展开(3.1)式，获得表 1—2. 来自表 1 的一些 $SU(3)$ 联系是

$$\Gamma[B^-\to(\pi^+\pi^-)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L]=4\Gamma[B^-\to(\pi^0\pi^0)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L]$$

$$= \Gamma[B^- \to (K^+K^-)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L] \tag{3.2a}$$

$$3\Gamma[B^- \to (\pi^0\eta)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L] = \frac{3}{2}\Gamma[B^0 \to (\pi^+\eta)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L]$$
$$= \Gamma[B^0 \to (K^+\bar{K}^0)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L]$$
$$= 2\Gamma[B_s^0 \to (K^+\pi^0)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L]$$
$$= \Gamma[B_s^0 \to (\pi^+K^0)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L]$$
$$= 6\Gamma[B_s^0 \to (K^+\eta)_{l=0,2,4\cdots}L\bar{\nu}_L] \tag{3.2b}$$

其中,(3.2a) 中第一个等式以及 (3.2b) 式中第一、第四个等式都是 $SU(2)$ 同位旋不变的结果. 来自表 2 中 $SU(2)$ 同位旋对称性的关系有

$$\Gamma[B^0 \to (\pi^+\pi^0)_{l=1,3,5\cdots}L\bar{\nu}_L] = 2\Gamma[B^- \to (\pi^+\pi^-)_{l=1,3,5\cdots}L\bar{\nu}_L] \tag{3.3a}$$

$$\Gamma[B^- \to (K^+K^-)_{l=1,3,5\cdots}L\bar{\nu}_L] = \Gamma[B^0 \to (K^+\bar{K}^0)_{l=1,3,5\cdots}L\bar{\nu}_L] \tag{3.3b}$$

$$\Gamma[B_s^0 \to (K^0\pi^+)_{l=1,3,5\cdots}L\bar{\nu}_L] = 2\Gamma[B_s^0 \to (K^+\pi^0)_{l=1,3,5\cdots}L\bar{\nu}_L] \tag{3.3c}$$

综合表 1 和表2,还发现一些独立于 l 的 $SU(3)$ 联系

$$\Gamma[B^- \to (\pi^+\pi^-)L\bar{\nu}_L] = \Gamma[B^- \to (K^+K^-)L\bar{\nu}_L] \tag{3.4a}$$

$$2\Gamma[B_s^0 \to (K^+\pi^0)L\bar{\nu}_L] = \Gamma[B_0^s \to (\pi^+K^0)L\bar{\nu}_L]$$
$$= \Gamma[B^0 \to (K^+\bar{K}^0)L\bar{\nu}_L] \tag{3.4b}$$

由于 $SU(3)$ 八重态 $|V_8\rangle$ 和 $SU(3)$ 单态 $|V_1\rangle$ 之间存在混合,表 1 和表 2 的结果不能直接推广到 $B \to PVL\bar{\nu}_L$ 和 $B \to VVL\bar{\nu}_L$. 这两种过程的有效哈密顿量可唯象地表示为

$$H_{\rm eff}(B \to PVL\bar{\nu}_L) = \alpha\bar{P}_j^i\bar{V}_i^j B_k H^k \bar{L}\nu_L + \beta\bar{P}_j^i\bar{V}_k^j B_i H^k \bar{L}\nu_L$$
$$+ \gamma\bar{P}_j^i\bar{V}_1 B_i H^j \bar{L}\nu_L + \delta\bar{P}_j^i\bar{V}_i^k B_k H^j \bar{L}\nu_L \tag{3.5}$$

$$H_{\rm eff}(B \to VVL\bar{\nu}_L) = \alpha\bar{V}_j^i\bar{V}_i^j B_k H^k \bar{L}\nu_L + \beta\bar{V}_j^i\bar{V}_k^j B_i H^k \bar{L}\nu_L$$
$$+ \gamma\bar{V}_j^i\bar{V}_1 B_i H^j \bar{L}\nu_L + \delta\bar{V}_1\bar{V}_1 B_i H^i \bar{L}\nu_L \tag{3.6}$$

表 3 中展示的 $B \to PVL\bar{\nu}_L$ 各种过程之间的 $SU(3)$ 和 $SU(2)$ 关系有

$$\Gamma(B^- \to \pi^-\rho^+L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B^- \to K^-K^{*+}L\bar{\nu}_L) \tag{3.7a}$$

$$\Gamma(B^- \to \pi^+\rho^-L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B^- \to K^+K^{*-}L\bar{\nu}_L) \tag{3.7b}$$

$$\Gamma(B^- \to \bar{K}^0K^{*0}L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B^- \to K^0\bar{K}^{*0}L\bar{\nu}_L) \tag{3.7c}$$

$$\Gamma(B^0 \to \bar{K}^0K^{*+}L\bar{\nu}_L) = 2\Gamma(B_s^0 \to K^+\rho^0L\bar{\nu}_L)$$
$$= \Gamma(B_s^0 \to K^0\rho^+L\bar{\nu}_L) \tag{3.7d}$$

$$\Gamma(B^0 \to K^+\bar{K}^{*0}L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B_s^0 \to \pi^0K^{*0}L\bar{\nu}_L)$$
$$= 2\Gamma(B_s^0 \to \pi^0K^{*+}L\bar{\nu}_L) \tag{3.7e}$$

$$\Gamma(B^0 \to \pi^+\rho^0L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B^0 \to \pi^0\rho^+L\bar{\nu}_L) \tag{3.7f}$$

$$\Gamma(B^- \to \eta\rho^0L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B^0 \to \eta\rho^+L\bar{\nu}_L) \tag{3.7g}$$

$$\Gamma(B^0 \to \pi^+\phi L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B^- \to \pi^0\phi L\bar{\nu}_L) \tag{3.7h}$$

$$\Gamma(B^0 \to \pi^0\rho^+L\bar{\nu}_L) + 3\Gamma(B^0 \to \eta\rho^+L\bar{\nu}_L)$$
$$= \Gamma(B_s^0 \to K^0\rho^+L\bar{\nu}_L) + \Gamma(B_s^0 \to \pi^+K^{*0}L\bar{\nu}_L)$$
$$= 2\Gamma(B_s^0 \to K^+\rho^0L\bar{\nu}_L) + 2\Gamma(B_s^0 \to \pi^0K^{*+}L\bar{\nu}_L)$$
$$= \Gamma(B^0 \to \bar{K}^0K^{*+}L\bar{\nu}_L) + \Gamma(B^0 \to K^+\bar{K}^{*0}L\bar{\nu}_L) \tag{3.7i}$$

表 1　$B\longrightarrow(PP)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$ 各种过程的衰变宽度

衰　变　过　程	衰 变 宽 度
$B^-\to(\pi^+\pi^-)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\|2\alpha+\beta\|^2$
$B^-\to(K^+K^-)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\|2\alpha+\beta\|^2$
$B^-\to(K^0\bar{K}^0)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$4\|\alpha\|^2$
$B^-\to(\pi^0\eta)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{3}\|\beta\|^2$
$B^-\to(\pi^0\pi^0)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{4}\|2\alpha+\beta\|^2$
$B^-\to(\eta\eta)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{36}\|6\alpha+\beta\|^2$
$B^0\to(\pi^+\eta)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\frac{2}{3}\|\beta\|^2$
$B^0\to(K^+\bar{K}^0)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\|\beta\|^2$
$B_s^0\to(K^+\pi^0)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{2}\|\beta\|^2$
$B_s^0\to(K^+\eta)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{6}\|\beta\|^2$
$B_s^0\to(\pi^+K^0)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\|\beta\|^2$
$B^0\to(\pi^+\pi^0)_{l=0,2,4\ldots}L\bar{\nu}_L$	0

表 2　$B\longrightarrow(PP)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$ 各种过程的衰变宽度

衰　变　过　程	衰 变 宽 度
$B^-\to(\pi^+\pi^-)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\|\beta'\|^2$
$B^-\to(K^+K^-)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\|\beta'\|^2$
$B^0\to(\pi^+\pi^0)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$	$2\|\beta'\|^2$
$B^0\to(\pi^+\eta)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$	0
$B^0\to(K^+\bar{K}^0)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\|\beta'\|^2$
$B_s^0\to(K^+\pi^0)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{2}\|\beta'\|^2$
$B_s^0\to(K^+\eta)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\frac{3}{2}\|\beta'\|^2$
$B_s^0\to(K^0\pi^+)_{l=1,3,5\ldots}L\bar{\nu}_L$	$\|\beta'\|^2$

表3 $B\to PVL\bar{\nu}_L$ 各种过程的衰变宽度

衰变过程	衰变宽度
$B^-\to\pi^0\rho^0L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{4}\|2\alpha+\beta+\delta\|^2$
$B^-\to\eta\rho^0L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{12}\|\beta+\delta\|^2$
$B^-\to\pi^0\omega L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{36}\|\beta+\delta+2\sqrt{3}\gamma\|^2$
$B^-\to\pi^0\phi L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{18}\|\sqrt{3}\gamma-\beta-\delta\|^2$
$B^-\to\eta\omega L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{108}\|6\alpha+\beta+2\sqrt{3}\gamma+\delta\|^2$
$B^-\to\eta\phi L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{54}\|-6\alpha-\beta-\delta+\sqrt{3}\gamma\|^2$
$B^-\to\pi^-\rho^+L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha+\beta\|^2$
$B^-\to K^-K^{*+}L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha+\beta\|^2$
$B^-\to\pi^+\rho^-L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha+\delta\|^2$
$B^-\to\bar{K}^0K^{*0}L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha\|^2$
$B^-\to K^+\bar{K}^{*0}L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha+\delta\|^2$
$B^-\to K^0\bar{K}^{*0}L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha\|^2$
$B^0\to\bar{K}^0K^{*+}L\bar{\nu}_L$	$\|\beta\|^2$
$B^0\to K^+\bar{K}^{*0}L\bar{\nu}_L$	$\|\delta\|^2$
$B^0\to\pi^+\rho^0L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{2}\|\beta-\delta\|^2$
$B^0\to\pi^+\omega L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{18}\|\beta+\delta+2\sqrt{3}\gamma\|^2$
$B^0\to\pi^+\phi L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{9}\|\sqrt{3}\gamma-\beta-\delta\|^2$
$B^0\to\pi^0\rho^+L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{2}\|\delta-\beta\|^2$
$B^0\to\eta\rho^+L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{6}\|\beta+\delta\|^2$
$B_s^0\to K^+\rho^0L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{2}\|\beta\|^2$
$B_s^0\to K^+\omega L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{18}\|\beta-2\delta+2\sqrt{3}\gamma\|^2$
$B_s^0\to K^+\phi L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{9}\|2\delta-\beta+\sqrt{3}\gamma\|^2$
$B_s^0\to K^0\rho^+L\bar{\nu}_L$	$\|\beta\|^2$
$B_s^0\to\pi^+K^{*0}L\bar{\nu}_L$	$\|\delta\|^2$
$B_s^0\to\pi^0K^{*+}L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{2}\|\delta\|^2$
$B_s^0\to\eta K^{*+}L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{6}\|\delta-2\beta\|^2$

在上面的讨论中，已经将 CKM 矩阵元 $V_{ub}=-s_1s_3$ 吸收在表 1、表 2 和表 3 的所有参数中. 对于终态不含有 ω 和 ϕ 的 $B\to VVL\bar{\nu}_L$ 过程，可以将表 1 和表 2 的结果分别推广到 VV 味交换对称和 VV 味交换反对称的情况. 我们不再列出 $B\to VVL\bar{\nu}_L$ 的衰变宽度. $b\to cW^-$ 耦合产生的两种衰变过程 $B\to DPL\bar{\nu}_L$ 和 $B\to DJ/\psi L\bar{\nu}_L$，其有效哈密顿量分别为

$$H_{eff}(B\to DPL\bar{\nu}_L)=\alpha\bar{P}^i_j\bar{D}^j B_i\bar{L}\nu_L \tag{3.8}$$

$$H_{eff}(B\to DJ/\psi L\bar{\nu}_L)=\beta\bar{D}^i B_i\overline{J/\psi}\bar{L}\nu_L \tag{3.9}$$

展开(3.8)和(3.9)式，即得到 $B\to DPL\bar{\nu}_L$ 和 $B\to DJ/\psi L\bar{\nu}_L$ 的衰变宽度. 表 4 中列出的结果存在一些 $SU(2)$ 同位旋关系：

$$\begin{aligned}2\Gamma(B^-\to D^0\pi^0L\bar{\nu}_L)&=\Gamma(B^0\to D^0\pi^+L\bar{\nu}_L)\\&=\Gamma(B^-\to D^+\pi^-L\bar{\nu}_L)\end{aligned} \tag{3.10a}$$

$$\Gamma(B^-\to D^0\eta L\bar{\nu}_L)=\Gamma(B^0\to D^+\eta L\bar{\nu}_L) \tag{3.10b}$$

$$\Gamma(B^0_s\to D^0K^+L\bar{\nu}_L)=\Gamma(B^0_s\to D^+K^0L\bar{\nu}_L) \tag{3.10c}$$

$$\Gamma(B^-\to D^+_sK^-L\bar{\nu}_L)=\Gamma(B^0\to D^+_s\bar{K}^0L\bar{\nu}_L) \tag{3.10d}$$

表 4　$B\to DPL\bar{\nu}_L$ 衰变过程的衰变宽度

衰变过程	衰变宽度
$B^-\to D^0\pi^0L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{2}\lvert\alpha\rvert^2$
$B^-\to D^0\eta L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{6}\lvert\alpha\rvert^2$
$B^0\to D^0\pi^+L\bar{\nu}_L$	$\lvert\alpha\rvert^2$
$B^0\to D^+\pi^0L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{2}\lvert\alpha\rvert^2$
$B^0\to D^+\eta L\bar{\nu}_L$	$\frac{1}{6}\lvert\alpha\rvert^2$
$B^0\to D^+_s\bar{K}^0L\bar{\nu}_L$	$\lvert\alpha\rvert^2$
$B^-\to D^+\pi^-L\bar{\nu}_L$	$\lvert\alpha\rvert^2$
$B^-\to D^+_sK^-L\bar{\nu}_L$	$\lvert\alpha\rvert^2$
$B^0_s\to D^0K^+L\bar{\nu}_L$	$\lvert\alpha\rvert^2$
$B^0_s\to D^+K^0L\bar{\nu}_L$	$\lvert\alpha\rvert^2$
$B^0_s\to D^+_s\eta L\bar{\nu}_L$	$\frac{2}{3}\lvert\alpha\rvert^2$

$B\to DJ/\psi L\bar{\nu}_L$ 的三个衰变过程之间显然具有 $SU(3)$ 关系：

$$\begin{aligned}\Gamma(B^-\to D^0J/\psi L\bar{\nu}_L)&=\Gamma(B^0\to D^+J/\psi L\bar{\nu}_L)\\&=\Gamma(B^0_s\to D^+_sJ/\psi L\bar{\nu}_L)\\&=\lvert\beta\rvert^2\end{aligned} \tag{3.11}$$

其中，第一个联系是 $SU(2)$ 同位旋对称的结果. 表 4 的结果可直接推广至 $B\to D^*PL\bar{\nu}_L$，

但不能推广到 $B \to DVL\bar{\nu}_L$. 除非终态矢量介子中不含有 ϕ 和 ω. (3.11) 式的结果对于 $B \to D^*J/\psi L\bar{\nu}_L$ 也是适用的.

最后,讨论衰变过程 $B \to D\bar{D}L\bar{\nu}_L$. 弱哈密顿量由(2.2)式给出, $SU(3)$ 不变的有效哈密顿可表示为

$$H_{\mathrm{eff}} = \alpha B_i H^i D_j \bar{D}^j \bar{L}\nu_L + \beta B_i H^i D_j \bar{D}^j \bar{L}\nu_L \tag{3.12}$$

表5中列出的 $B \to D\bar{D}L\bar{\nu}_L$ 衰变宽度之间的 $SU(3)$ 联系是

$$\Gamma(B^0 \to \bar{D}^0 D^+ L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B_s^0 \to \bar{D}^0 D_s^+ L\bar{\nu}_L) \tag{3.13a}$$

$$\Gamma(B^- \to \bar{D}^+ D^+ L\bar{\nu}_L) = \Gamma(B^- \to \bar{D}_s^+ D_s^+ L\bar{\nu}_L) \tag{3.13b}$$

$B \to D^*\bar{D}L\bar{\nu}_L$, $D\bar{D}^*L\bar{\nu}_L$ 和 $D^*\bar{D}^*L\bar{\nu}_L$ 三种衰变过程的衰变宽度可由表5的结果做相应的推广而得到.

表5 $B \to D\bar{D}L\bar{\nu}_L$ 衰变过程的衰变宽度

衰 变 过 程	衰 变 宽 度
$B^- \to \bar{D}^0 D^0 L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha + \beta\|^2$
$B^0 \to \bar{D}^0 D^+ L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha\|^2$
$B^- \to \bar{D}^+ D^+ L\bar{\nu}_L$	$\|\beta\|^2$
$B_s^0 \to \bar{D}^0 D_s^+ L\bar{\nu}_L$	$\|\alpha\|^2$
$B^- \to \bar{D}_s^+ D_s^+ L\bar{\nu}_L$	$\|\beta\|^2$

4 结　论

相对 QCD 标度,u,d 和 s 夸克具有小的质量. 这意味着,强相互作用拉氏量拥有一个近似的 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 对称性. 这个手征对称性通过夸克双线型真空期待值,自发破缺到类矢量的 $SU(3)$ 味对称性. 本文基于 $SU(3)$ 对称性,构造了美介子三体和四体半轻子衰变的 $SU(3)$ 有效哈密顿量,获得了用参数表示的各种衰变过程的衰变宽度. 尤其,给出了衰变宽度之间存在的一些 $SU(3)$ 和 $SU(2)$ 同位旋关系. 这些关系对于美介子半轻子衰变的理论研究和衰变过程中各种动力学效应性质的澄清提供重要参考价值. 另外,包括一些 $SU(3)$ 破坏效应,增加 $SU(3)$ 对称性的预言率是可能的. 例如, $B \to PL\bar{\nu}_L$ 和 $B \to PPL\bar{\nu}_L$ 两种衰变过程的 $SU(3)$ 结果,不能简单地推广到 $B \to VL\bar{\nu}_L$ 和 $B \to VVL\bar{\nu}_L$. 我们唯象地构造了(2.6)式和(3.6)式的 $SU(3)$ 有效哈密顿量,对上述两种过程进行了 $SU(3)$ 分析.

本文主要讨论了两体介子终态的美介子半轻子衰变过程. 利用 $SU(3)$ 对称性分析重子反重子对终态的美介子半轻子衰变也是可能的.

作者感谢加利福尼亚理工学院 M. J. Savage 博士对本工作的支持和帮助.

参 考 文 献

[1] M. Bauer et al., *Z.Phys.*, **C34**(1987) 103; A.J. Buras et al., *Nucl. Phys.*, **B268** (1986) 16; I.I. Bigi, *Phys. lett.*, **B169** (1986) 16; L.L. Chau and H.Y. Cheng, *Phys. Rev.*, **D56**(1986) 1655.

[2] M. Voloshinand and M. Shifman, *Sov. J. Nucl. Phys*, **45**(1987)292; E.Eichten and B. Hill, *Phys. lett.*, **B234**(1990) 511; N. Isgur and M.Wise, *Phys. lett.*, **B232**(1989)113 and **B237**(1990)527.

[3] T. Mannel et al., *Nucl. Phys.*, **B355**(1991)38; N.Isgur and M.Wise, *Nucl. Phys.*, **B348**(1991)276.

[4] R.L. Kingsley et al., *Phys. Rev.*, **D11**(1975)1919; L.Lie chau and F. Wilczek, *Phys. Rev. lett.*, **43**(1979)816; G. Altarelli et al., *Nucl. Phys*, **B88**(1975)285.

[5] M.J. Savage and M.B. Wise, *Nucl. Phys.*, **B326** (1989)15 and *Phys. Rev.*, **D39** (1989)3346; X. Li and D.Wu, *Phys. lett.*, **B218** (1989)357; S.M. Sheikholeslami and M.P. Khanna, *Phys. Rev.*, **D44** (1991)770; *Int. J. Mod. Phys.*, **A7** (1992) 1111, and (1992) 3691.

[6] Particle Data Group, *Phys. lett.*, **B11**(1991)1; H. Albrecht et al., *Phys. lett.*, **B232** (1989)554.

[7] E. Miller et al., PU-89-643.

Semileptonic B-Meson Decays in $SU(3)$

Li Zuohong

(*Physics Department, Liaocheng Teachers College, Shandong* 252059)

Hou Yunzhi

(*Physics Department, University of Shandong, Jinan* 250100)

Received on April 5, 1993.

Abstract

Based on the $SU(3)$ approximate symmetry in the strong interaction three-body and four-body semileptonic B-meson decays are analyzed. Relations between decay rates are derived. Some of these relations may provide information on the nature of various competing dynamical effects that can occur in semileptonic B-meson decays.

Key words semileptonic B-meson decays, effective Hamiltonian in $SU(3)$, relations between decay rates.