

$\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 半轻衰变

常钦, 王晓琳, 朱杰, 李晓楠

(河南师范大学 物理学院, 河南 新乡 453007)

摘要: 基于高亮度的重味物理实验中对 $\Upsilon(nS)$ 测量潜在的前景, 在标准模型中详细研究了以树图贡献为主的 $\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 半轻衰变, 给出这些衰变过程的分支比, 轻子极化不对称和前后不对称, 以及一些重要的比值 $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$ 和 $F_{\Upsilon(nS)}^L$ ($n=1, 2$). 最终的数据结果表明 $\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 半轻衰变有较大的分支比, 且量级为 $10^{-10} \sim 10^{-9}$, 有望被实验观测到.

关键词: $\Upsilon(nS)$ 介子; 弱衰变; 螺旋度振幅

中图分类号: O57

文献标志码: A

底夸克偶素粒子 Υ , 从 1977 年费米实验室^[1-2] 发现至今, 对它的研究无论是实验还是理论上都引起了广泛关注. 由于 CLEO, BaBar, Belle, CDF, D0, LHCb, ATLAS 等实验组的杰出贡献, 对 $\Upsilon(nS)$ 性质的理解取得了显著的进步^[3]. 本文中的 $\Upsilon(nS)$ 介子是位于 BB 阈值下的底夸克偶素自旋三重 s -波态, 其量子数为 $I^G J^{PC} = 0^- 1^{--}$ ^[4], 且它的衰变宽度很窄, 只有几十 keV 量级. 由于 $\Upsilon(nS)$ 粒子的强相互作用受到唯像学 OZI 规则的压低^[5], 因此 $\Upsilon(nS)$ 粒子的电磁衰变和辐射衰变可能有较大的分支比. 此外, $\Upsilon(nS)$ 粒子在标准模型中也可以通过弱相互作用发生衰变.

近几年, 不同实验组对底夸克偶素的探究一直进行着. BaBar 和 Belle 合作组^[6] 已经收集了超过 10^8 个 $\Upsilon(nS)$ 事例数. SuperKEKB/Bell-II 实验的年积分亮度将达到 13 ab^{-1} , 这意味着 Belle-II^[7] 实验将收集到丰富的 $b\bar{b}$ 事例. 此外, 由于 $p\bar{p}$ 对撞比 e^+e^- 对撞的产生截面大得多, 所以位于欧洲的大型强子对撞机 LHC 也将为 $\Upsilon(nS)$ 介子稀有衰变提供有价值的实验信息. 超过 10^{11} 个 $b\bar{b}$ 事例将有望被 LHC 实验收集^[8-10], 这暗示了分支比 $\geq 10^{-11}$ 的 $\Upsilon(nS)$ 介子衰变将有可能被观测到.

$\Upsilon(nS)$ 介子衰变在检验粒子物理标准模型和探寻新物理方面有很重要的作用, 因此, 对 $\Upsilon(nS)$ 弱衰变的理论研究是很有必要的. 目前, 已经存在一些有关 $\Upsilon(nS)$ 介子稀有衰变的理论研究. 例如: 在简单因子化的框架下对 $\Upsilon(nS) \rightarrow B_c M$ 两体非轻衰变的唯像研究^[11], 在标准模型中研究 $\Upsilon(nS) \rightarrow B_c \ell \bar{\nu}_\ell$ ($n=1, 2, 3$) 半轻衰变^[12], 以及在 BSW 模型中对 $\Upsilon(1S)$ 半轻衰变的研究^[13] 等. 然而, 目前并没有任何有关 $\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 半轻衰变的理论预言和实验信息, 且对这些衰变过程的研究将对进一步检验标准模型以及提高对重夸克偶素弱衰变物理机制的理解十分关键. 因此, 本文对以树图贡献为主的 $\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 半轻衰变展开研究.

1 理论框架

在标准模型中, 由夸克层次 $b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell$ 跃迁引起的 $\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 衰变的低能有效哈密顿量

$$H_{eff}(b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} [\bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b] [\bar{\ell} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_\ell], \quad (1)$$

其中, G_F 是费米耦合常数, V_{cb} 是 CKM 矩阵元. 通过(1)式, 可以将 $\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 的衰变振幅写成强子

收稿日期: 2019-08-04; 修回日期: 2019-10-10.

基金项目: 国家自然科学基金(11875122); 河南省高校科技创新团队(19IRTSTHN018).

作者简介(通信作者): 常钦(1981—), 男, 河南安阳人, 河南师范大学校级特聘教授, 博士生导师, 主要从事高能粒子物理研究, E-mail: changqin@htu.edu.cn.

矩阵元和轻子流的乘积形式

$$|M(\Upsilon(nS) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell)|^2 = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{2} |\langle B_c^* | \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Upsilon(nS) \rangle \bar{\ell} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_\ell|^2 \equiv \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{2} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}, \quad (2)$$

其中, $L_{\mu\nu}$ 和 $H^{\mu\nu}$ 分别是来自轻子流和强子流的轻子张量和强子张量. 通过插入 W^* 玻色子的极化矢量的完备性关系, $L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}$ 可以表达为

$$L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} = \sum_{m, m', n, n'} L(m, n) H(m', n') g_{mm'} g_{nn'}, \quad (3)$$

其中, $L(m, n) = L^{\mu\nu} \bar{\epsilon}_\mu(m) \bar{\epsilon}_\nu^*(n)$, $H(m', n') \equiv H^{\mu\nu} \bar{\epsilon}_\mu^*(m') \bar{\epsilon}_\nu(n')$, $\bar{\epsilon}_\mu(m)$ ($m = t, 0, \pm$) 是 W^* 玻色子的极化矢量, $g_{mm'} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$. 此外, $H(m', n')$ 和 $L(m, n)$ 是洛伦兹不变量, 因此可以在任意坐标系中进行计算^[14-16]. 为方便起见, 将分别在 $\Upsilon(nS)$ 静止系和 $\ell - \bar{\nu}_\ell$ 质心系中计算 $H(m', n')$ 和 $L(m, n)$.

对于强子部分, 在 $\Upsilon(nS)$ 静止系中, 强子的螺旋度振幅

$$H_{\lambda_{\Upsilon(nS)} \lambda_{B_c^*} \lambda_{W^*}}(q^2) = H_\mu(\lambda_{\Upsilon(nS)}, \lambda_{B_c^*}) \epsilon^{*\mu}(\lambda_{W^*}), \quad (4)$$

其中, $\lambda_{\Upsilon(nS), B_c^*} = 0, \pm$. 强子矩阵元 $H_\mu(\lambda_{\Upsilon(nS)}, \lambda_{B_c^*})$ 可以参数化为 10 个形状因子 $A_{1,2,3,4}(q^2)$ 和 $V_{1,2,3,4,5,6}(q^2)$, 具体表达形式为

$$\langle B_c^*(\epsilon_{B_c^*}, p_{B_c^*}) | \bar{c} \gamma_\mu b | \Upsilon(nS)(\epsilon_{\Upsilon(nS)}, p_{\Upsilon(nS)}) \rangle = (\epsilon_{\Upsilon(nS)} \cdot \epsilon_{B_c^*}^*) [-P_\mu V_1(q^2) + q_\mu V_2(q^2)] + \frac{(\epsilon_{\Upsilon(nS)} \cdot q)(\epsilon_{B_c^*}^* \cdot q)}{m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2} [P_\mu V_3(q^2) - q_\mu V_4(q^2)] - (\epsilon_{\Upsilon(nS)} \cdot q) \epsilon_{B_c^* \mu}^* V_5(q^2) + (\epsilon_{B_c^*}^* \cdot q) \epsilon_{\Upsilon(nS), \mu} V_6(q^2), \quad (5)$$

$$\langle B_c^*(\epsilon_{B_c^*}, p_{B_c^*}) | \bar{c} \gamma_5 \gamma_\mu b | \Upsilon(nS)(\epsilon_{\Upsilon(nS)}, p_{\Upsilon(nS)}) \rangle = -i \epsilon_{\mu\alpha\beta} \epsilon_{\Upsilon(nS)}^\alpha \epsilon_{B_c^*}^{*\beta} [P^\nu A_1(q^2) - q^\nu A_2(q^2)] - \frac{i \epsilon_{B_c^*}^* \cdot q}{m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2} \epsilon_{\mu\alpha\beta} \epsilon_{\Upsilon(nS)}^\alpha P^\beta A_3(q^2) + \frac{i \epsilon_{\Upsilon(nS)} \cdot q}{m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2} \epsilon_{\mu\alpha\beta} \epsilon_{\Upsilon(nS)}^{*\alpha} P^\beta A_4(q^2), \quad (6)$$

通过(4~6)式可以得到 10 个非零的强子螺旋度振幅 $H_{\lambda_{\Upsilon(nS)} \lambda_{B_c^*} \lambda_{W^*}}$:

$$H_{++0}(q^2) = -(\sqrt{q^2})^{-1} (m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2) A_1(q^2) + \sqrt{q^2} A_2(q^2) + (\sqrt{q^2})^{-1} 2m_{\Upsilon(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}| V_1(q^2), \quad (7)$$

$$H_{++t}(q^2) = -(\sqrt{q^2})^{-1} 2m_{\Upsilon(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}| A_1(q^2) + (\sqrt{q^2})^{-1} (m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2) V_1(q^2) - \sqrt{q^2} V_2(q^2), \quad (8)$$

$$H_{+0-}(q^2) = -\frac{(m_{\Upsilon(nS)}^2 + 3m_{B_c^*}^2 - q^2)}{2m_{B_c^*}} A_1(q^2) + \frac{m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2 - q^2}{2m_{B_c^*}} A_2(q^2) - \frac{2m_{\Upsilon(nS)}^2 |\vec{p}_{B_c^*}|^2}{m_{B_c^*} (m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2)} A_3(q^2) - \frac{m_{\Upsilon(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}|}{m_{B_c^*}} V_6(q^2), \quad (9)$$

$$H_{-0}(q^2) = (\sqrt{q^2})^{-1} (m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2) A_1(q^2) - \sqrt{q^2} A_2(q^2) + (\sqrt{q^2})^{-1} 2m_{\Upsilon(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}| V_1(q^2), \quad (10)$$

$$H_{-t}(q^2) = (\sqrt{q^2})^{-1} 2m_{\Upsilon(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}| A_1(q^2) + (\sqrt{q^2})^{-1} (m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2) V_1(q^2) - \sqrt{q^2} V_2(q^2), \quad (11)$$

$$H_{-0+}(q^2) = \frac{(m_{\Upsilon(nS)}^2 + 3m_{B_c^*}^2 - q^2)}{2m_{B_c^*}} A_1(q^2) - \frac{(m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2 - q^2)}{2m_{B_c^*}} A_2(q^2) + \frac{2m_{\Upsilon(nS)}^2 |\vec{p}_{B_c^*}|^2}{m_{B_c^*} (m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2)} A_3(q^2) - \frac{m_{\Upsilon(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}|}{m_{B_c^*}} V_6(q^2), \quad (12)$$

$$H_{0++}(q^2) = \frac{3m_{\Upsilon(nS)}^2 + m_{B_c^*}^2 - q^2}{2m_{\Upsilon(nS)}} A_1(q^2) - \frac{(m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2 + q^2)}{2m_{\Upsilon(nS)}} A_2(q^2) + \frac{2m_{\Upsilon(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}|^2}{m_{\Upsilon(nS)}^2 (m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2)} A_4(q^2) - |\vec{p}_{B_c^*}| V_5(q^2), \quad (13)$$

$$H_{0--}(q^2) = -\frac{(3m_{\Upsilon(nS)}^2 + m_{B_c^*}^2 - q^2)}{2m_{\Upsilon(nS)}} A_1(q^2) + \frac{(m_{\Upsilon(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2 + q^2)}{2m_{\Upsilon(nS)}} A_2(q^2) -$$

$$\frac{2m_{\tau(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}|^2}{(m_{\tau(nS)}^2 (m_{\tau(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2))} A_4(q^2) - |\vec{p}_{B_c^*}| V_5(q^2), \quad (14)$$

$$H_{000}(q^2) = \frac{(m_{\tau(nS)}^2 + m_{B_c^*}^2 - q^2) |\vec{p}_{B_c^*}|}{m_{B_c^*} \sqrt{q^2}} V_1(q^2) + \frac{2m_{\tau(nS)}^2 |\vec{p}_{B_c^*}|^3}{m_{B_c^*} \sqrt{q^2} (m_{\tau(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2)} V_3(q^2) - \frac{(m_{\tau(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2 - q^2) |\vec{p}_{B_c^*}|}{2m_{B_c^*} \sqrt{q^2}} V_5(q^2) + \frac{(m_{\tau(nS)} - m_{B_c^*}^2 + q^2) |\vec{p}_{B_c^*}|}{2m_{B_c^*} \sqrt{q^2}} V_6(q^2), \quad (15)$$

$$H_{00t}(q^2) = \frac{(m_{\tau(nS)}^2 + m_{B_c^*}^2 - q^2)(m_{\tau(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2)}{2m_{\tau(nS)} m_{B_c^*} \sqrt{q^2}} V_1(q^2) - \frac{(m_{\tau(nS)}^2 + m_{B_c^*}^2 - q^2) \sqrt{q^2}}{2m_{\tau(nS)} m_{B_c^*}} V_2(q^2) + \frac{m_{\tau(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}|^2}{m_{B_c^*} \sqrt{q^2}} V_3(q^2) - \frac{m_{\tau(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}|^2 \sqrt{q^2}}{m_{B_c^*} (m_{\tau(nS)}^2 - m_{B_c^*}^2)} V_4(q^2) - \frac{m_{\tau(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}|^2}{m_{B_c^*} \sqrt{q^2}} V_5(q^2) + \frac{m_{\tau(nS)} |\vec{p}_{B_c^*}|^2}{m_{B_c^*} \sqrt{q^2}} V_6(q^2), \quad (16)$$

其中, $|\vec{p}| = \lambda^{1/2} (m_{\tau(nS)}^2, m_{B_c^*}^2, q^2) / 2m_{\tau(nS)}$, $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + ac + bc)$.

对于轻子部分, 在 $\ell - \bar{\nu}_\ell$ 质心系中, 轻子不同螺旋度状态的振幅可以写为

$$|\mathbf{h}_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}|^2 = 8(q^2 - m_\ell^2), \quad |\mathbf{h}_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}|^2 = 8 \frac{m_\ell^2}{2q^2} (q^2 - m_\ell^2), \quad (17)$$

通过衰变振幅, 进而可以得到一些物理可观测量. 首先, 可以得到末态轻子不同状态的双重微分宽度

$$\frac{d^2 \Gamma[\lambda_\ell = 1/2]}{dq^2 d\cos\theta} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 |\vec{p}_{B_c^*}|}{256\pi^3 m_{\tau(nS)}^2} \frac{2}{3} m_\ell^2 (1 - \frac{m_\ell^2}{q^2})^2 [2(H_{++t} - H_{++0} \cos\theta)^2 + 2(H_{-t} - H_{-0} \cos\theta)^2 + 2(H_{00t} - H_{000} \cos\theta)^2 + \sin^2\theta (H_{+0+}^2 + H_{+0-}^2 + H_{-0+}^2 + H_{-0-}^2)], \quad (18)$$

$$\frac{d^2 \Gamma[\lambda_\ell = -1/2]}{dq^2 d\cos\theta} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 |\vec{p}_{B_c^*}|}{256\pi^3 m_{\tau(nS)}^2} \frac{2}{3} q^2 (1 - \frac{m_\ell^2}{q^2})^2 [2\sin^2\theta (H_{++0}^2 + H_{-0-}^2 + H_{000}^2) + (1 - \cos\theta)^2 (H_{+0+}^2 + H_{+0-}^2) + (1 + \cos\theta)^2 (H_{-0+}^2 + H_{-0-}^2)]. \quad (19)$$

通过(18)式和(19)式可以得到 $\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 过程的微分宽度 $d\Gamma/dq^2$ 和纵向微分宽度 $d\Gamma_L/dq^2$ 分别为

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 |\vec{p}_{B_c^*}|}{96\pi^3 m_{\tau(nS)}^2} \frac{2}{3} q^2 (1 - \frac{m_\ell^2}{q^2})^2 [(1 + \frac{m_\ell^2}{2q^2})(H_{++0}^2 + H_{-0-}^2 + H_{000}^2 + H_{+0+}^2 + H_{+0-}^2 + H_{-0+}^2 + H_{-0-}^2) + \frac{3m_\ell^2}{2q^2} (H_{00t}^2 + H_{-t}^2 + H_{++t}^2)], \quad (20)$$

$$\frac{d\Gamma_L}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 |\vec{p}_{B_c^*}|}{96\pi^3 m_{\tau(nS)}^2} \frac{2}{3} q^2 (1 - \frac{m_\ell^2}{q^2})^2 [(1 + \frac{m_\ell^2}{2q^2})(H_{000}^2 + H_{+0+}^2 + H_{+0-}^2 + \frac{3m_\ell^2}{2q^2} H_{00t}^2)]. \quad (21)$$

通过(20)式和(21)式可以进一步计算一些重要的比值 $R_{\tau(nS)}^{(L)}$ 和 $F_{\tau(nS)}^L$, 将它们分别定义为

$$R_{\tau(nS)}^{(L)} \equiv \frac{d\Gamma_{(L)}(\Upsilon(nS) \rightarrow B_c^* \tau \bar{\nu}_\tau) / dq^2}{d\Gamma_{(L)}(\Upsilon(nS) \rightarrow B_c^* \ell' \bar{\nu}_{\ell'}) / dq^2}, \quad (22)$$

$$F_{\tau(nS)}^L \equiv \frac{d\Gamma_{(L)}(\Upsilon(nS) \rightarrow B_c^* \tau \bar{\nu}_\tau) / dq^2}{d\Gamma(\Upsilon(nS) \rightarrow B_c^* \tau \bar{\nu}_\tau) / dq^2}. \quad (23)$$

此外, 轻子极化不对称 $A_\lambda(q^2)$ 和前后不对称 $A_\theta(q^2)$ 分别定义为

$$A_\lambda(q^2) \equiv \frac{d\Gamma[\lambda_\ell = -1/2] / dq^2 - d\Gamma[\lambda_\ell = 1/2] / dq^2}{d\Gamma[\lambda_\ell = -1/2] / dq^2 + d\Gamma[\lambda_\ell = 1/2] / dq^2}, \quad (24)$$

$$A_\theta(q^2) \equiv \left(\int_{-1}^0 d\cos\theta (d^2\Gamma/dq^2 d\cos\theta) - \int_0^1 d\cos\theta (d^2\Gamma/dq^2 d\cos\theta) \right) (d^2\Gamma/dq^2)^{-1}. \quad (25)$$

2 数值结果

首先,给出计算中所采用的输入参数的数值结果.对于 CKM 矩阵元 $|V_{cb}|$,采用来自 CKM Fitter 组的结果 $|V_{cb}| = (41.81_{-0.60}^{+0.28}) \times 10^{-3}$ [17]; $\Upsilon(1S,2S)$ 介子衰变总宽度 $\Gamma_{\text{tot}}^{\Upsilon(1S,2S)} = (54.02 \pm 1.25, 31.98 \pm 2.63) \text{keV}$,介子和 τ 的质量均采用 PDG 的结果[18].为了表达方便,用 ℓ' 代表 e, μ ,且取 e 和 μ 的质量为 0.

除了以上参数,形状因子也是必不可少的输入参数.采用光前夸克模型对形状因子进行计算,且利用双极点近似,将 $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow B_c^*$ 的形状因子参数化为类空区域内 q^2 的函数,然后将它延伸到整个物理区域 $0 \leq q^2 \leq (m_{\Upsilon(nS)} - m_{B_c^*})^2$ ($n=1,2$).在双极点模型中,将 $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow B_c^*$ 衰变的形状因子定义为

$$F(q^2) = \frac{F(0)}{1 - \frac{aq^2}{m_{\Upsilon(nS)}^2} + \frac{bq^4}{m_{\Upsilon(nS)}^4}}, \quad (26)$$

其中, $F(0)$ 为 $q^2=0$ 时的形状因子 $A_{1,2,3,4}(0)$ 和 $V_{1,2,3,4,5,6}(0)$.需要注意的是 a 和 b 是通过对 $-(m_{\Upsilon(nS)} - m_{B_c^*})^2 \leq q^2 \leq 0$ 区域的形状因子进行拟合得到的,在表 1 和表 2 中总结了它们的数值结果.利用上述输入参数和理论公式,本文计算得到 $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ 衰变的分支比,轻子极化不对称和前后不对称,以及一些重要的比值 $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$ 和 $F_{\Upsilon(nS)}^L$ 的数值结果,如表 3,表 4 和图 1,图 2 所示.

表 3 中的 3 个理论误差分别是由形状因子, $Y(1S,2S)$ 的总衰变宽度 $F_{\text{tot}}^{\Upsilon(1S,2S)}$ 和 CKM 矩阵元 $|V_{cb}|$ 的不确定度引起的.表 4 和图 2 分别为轻子极化不对称 $A_\lambda^{\Upsilon(nS)}$ 和前后不对称 $A_\theta^{\Upsilon(nS)}$, 以及一些重要的比值 $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$ 和 $F_{\Upsilon(nS)}^L$ 的结果,表 4 中的误差仅来自于形状因子.

表 1 $\Upsilon(1S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ 衰变的形状因子

Tab.1 The form factors of $\Upsilon(1S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ decay

参数	A_1	A_2	A_3	A_4	V_1	V_2	V_3	V_4	V_5	V_6
$F(0)$	$0.41_{-0.02}^{+0.02}$	$0.32_{-0.03}^{+0.03}$	$0.22_{-0.01}^{+0.01}$	$0.27_{-0.01}^{+0.01}$	$0.44_{-0.02}^{+0.02}$	$0.32_{-0.03}^{+0.03}$	$0.26_{-0.01}^{+0.01}$	$0.04_{-0.01}^{+0.01}$	$1.34_{-0.06}^{+0.06}$	$0.93_{-0.05}^{+0.05}$
a	3.28	3.49	3.53	3.46	3.29	3.58	3.28	0	3.14	3.12
b	6.08	7.45	6.95	6.67	6.09	6.69	6.50	0	6.02	5.96

表 2 $\Upsilon(2S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ 衰变的形状因子

Tab.2 The form factors of $\Upsilon(2S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ decay

参数	A_1	A_2	A_3	A_4	V_1	V_2	V_3	V_4	V_5	V_6
$F(0)$	$0.38_{-0.02}^{+0.02}$	$0.01_{-0.01}^{+0.01}$	$0.16_{-0.01}^{+0.01}$	$0.33_{-0.01}^{+0.01}$	$0.41_{-0.02}^{+0.02}$	$0.02_{-0.01}^{+0.01}$	$0.26_{-0.01}^{+0.01}$	$0.13_{-0.01}^{+0.01}$	$1.28_{-0.06}^{+0.06}$	$0.85_{-0.05}^{+0.05}$
a	2.12	0	1.25	2.21	2.14	0	1.85	3.78	1.99	2.08
b	2.88	0	2.89	3.34	2.93	0	2.79	7.25	2.62	2.64

表 3 $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ 衰变的分支比

Tab.3 The branching fractions of $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ decays

衰变过程	分支比
$\Upsilon(1S) \rightarrow B_c^*\ell'\bar{\nu}_{\ell'}$	$5.48_{-0.16-0.12-0.62}^{+0.07+0.13+0.59} \times 10^{-10}$
$\Upsilon(1S) \rightarrow B_c^*\tau\bar{\nu}_\tau$	$1.17_{-0.03-0.03-0.13}^{+0.02+0.03+0.15} \times 10^{-10}$
$\Upsilon(2S) \rightarrow B_c^*\ell'\bar{\nu}_{\ell'}$	$1.86_{-0.05-0.14-0.21}^{+0.03+0.17+0.17} \times 10^{-9}$
$\Upsilon(2S) \rightarrow B_c^*\tau\bar{\nu}_\tau$	$6.60_{-0.19-0.50-0.90}^{+0.09+0.59+0.59} \times 10^{-10}$

表 4 $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ 衰变的可观测量 $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$, $F_{\Upsilon(nS)}^L$ 和 $A_{\lambda,\theta}^{\Upsilon(nS)}$

Tab.4 The observables $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$, $F_{\Upsilon(nS)}^L$ and $A_{\lambda,\theta}^{\Upsilon(nS)}$ of $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ decays

可观测量	理论结果	可观测量	理论结果
$R_{\Upsilon(1S)}$	$0.214_{-0.005}^{+0.004}$	$R_{\Upsilon(2S)}$	$0.354_{-0.002}^{+0.010}$
$R_{\Upsilon(1S)}^L$	$0.232_{-0.008}^{+0.007}$	$R_{\Upsilon(2S)}^L$	$0.374_{-0.007}^{+0.016}$
$F_{\Upsilon(1S)}^L$	$0.303_{-0.010}^{+0.010}$	$F_{\Upsilon(2S)}^L$	$0.307_{-0.010}^{+0.011}$
$A_\lambda^{\Upsilon(1S)}$	$0.168_{-0.056}^{+0.053}$	$A_\lambda^{\Upsilon(2S)}$	$0.286_{-0.063}^{+0.038}$
$A_\theta^{\Upsilon(1S)}$	$0.099_{-0.020}^{+0.021}$	$A_\theta^{\Upsilon(2S)}$	$0.046_{-0.015}^{+0.027}$

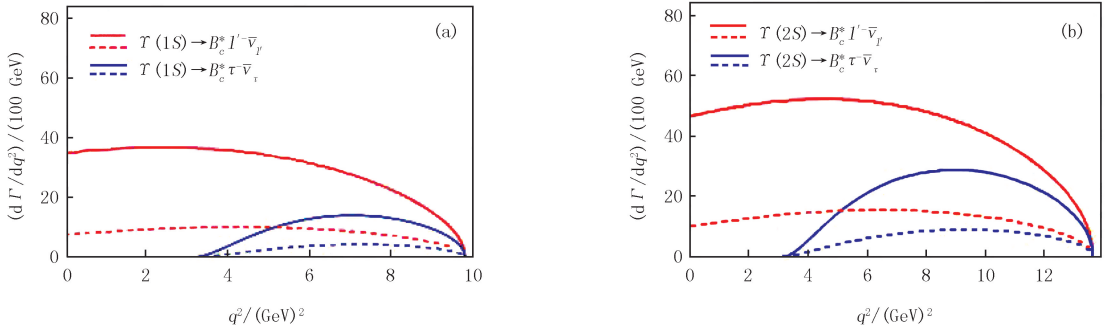


图1 $T(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 衰变的微分宽度 $d\Gamma/dq^2$ (实线部分) 和微分纵向宽度 $d\Gamma_L/dq^2$ (虚线部分)

Fig. 1 The q^2 -dependences of differential decay rates $d\Gamma/dq^2$ (solid lines) and $d\Gamma_L/dq^2$ (dashed lines) for $T(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ decays

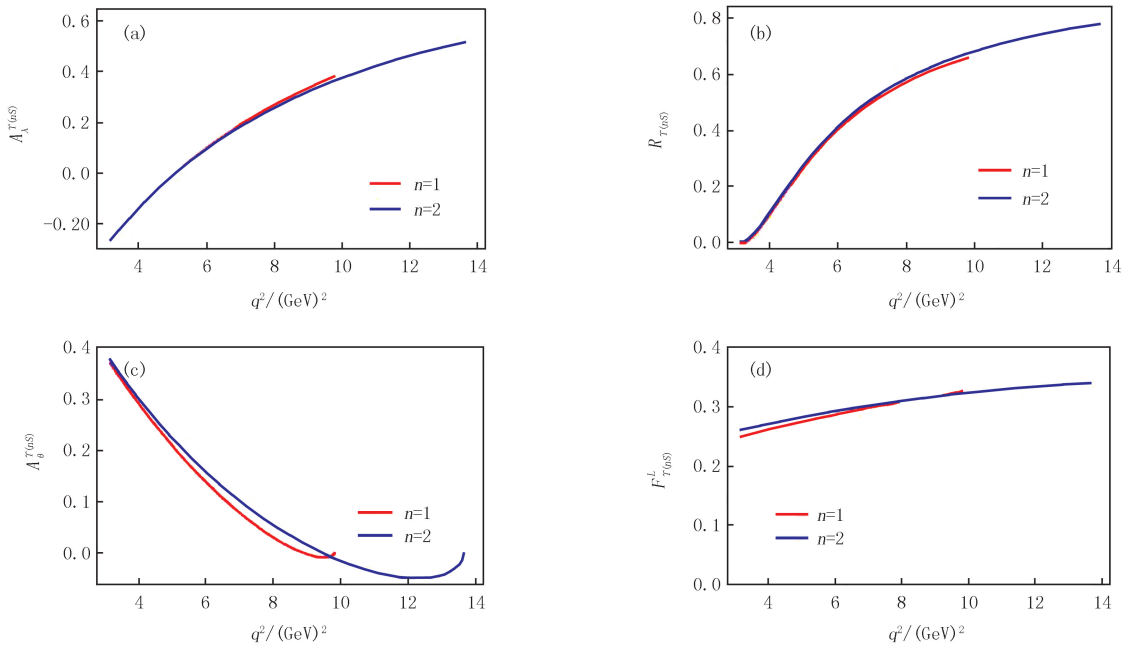


图2 $T(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 衰变的微分可观测量 $R_{T(nS)}^{(L)}$, $F_{T(nS)}^L$ 和 $A_{A,\theta}^{T(nS)}$

Fig. 2 The q^2 -dependences of the observables $R_{T(nS)}^{(L)}$, $F_{T(nS)}^L$ and $A_{A,\theta}^{T(nS)}$ of $T(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ decays

3 关于 $Y(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 衰变的理论结果的分析

从表1和表2中可以发现,表3中的理论误差主要是由 $q^2=0$ 时的形状因子的不确定度引起的.此外,需要注意的一点是形状因子对 q^2 的依赖关系会受到模型的影响,即:采用光前夸克模型计算得到的形状因子的数值结果与在其他模型中计算所得的结果会有些偏差,本文不考虑这些.此外,从表3和图1中可以看出 $T(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 衰变的分支比存在明显的关系: $B(T(1S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell) < B(T(2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell)$.其原因如下:1) 初态 $T(nS)$ 介子的总衰变宽度存在: $\Gamma_{\text{tot}}^{T(1S)} > \Gamma_{\text{tot}}^{T(2S)}$ 的关系,2) 初态介子质量有 $m_{T(1S)} < m_{T(2S)}$,这使得末态相空间随着径量子数 n 的增大而增大.计算 $T(1S, 2S) \rightarrow B_c^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell + h.c.$, 并对这一过程初态介子自旋求平均,且对末态介子自旋求和,因此导致了方程(20)和(21)中出现了一个 $2/3$ 因子.此外,从表3中可以发现,这些衰变过程的分支比相对较大,达到了 $10^{-10} \sim 10^{-9}$ 量级,均在 Belle-II 和 LHCb 的探测能力范围内,将有可能在高亮度物理实验上被观测到.

“ $R_{D^{(*)}}$ puzzles”暗示了 $B \rightarrow D^{(*)} \ell \bar{\nu}_\ell$ 的衰变中存在新物理贡献的可能性,相应的, $T(1S, 2S) \rightarrow B_c^* \ell \bar{\nu}_\ell$ 衰变中也应该存在类似的新物理贡献.即, $R_{T(nS)}$ 将来的实验结果应与表4中的结果有明显偏差.否则,这在理论上解释“ $R_{D^{(*)}}$ puzzles”将面临严峻的挑战.所以, $R_{T(nS)}$ 将来的实验结果在检验标准模型和各种新物理

模型方面很重要.除此之外,可观测量 $A_\lambda^{\Upsilon(nS)}$ 和 $A_\theta^{\Upsilon(nS)}$ 对新物理(NP)贡献也很敏感.

表 4 是可观测量 $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$, $F_{\Upsilon(nS)}^L$ 和 $A_{\lambda,\theta}^{\Upsilon(nS)}$ 的数值结果,图 2 是这些物理可观测量对 q^2 的依赖关系图.从表 4 中可以看出 $\Upsilon(1S,2S)\rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ 衰变的可观测量 $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$ 和 $F_{\Upsilon(nS)}^L$ 存在明显关系: $R_{\Upsilon(1S)}^{(L)}<R_{\Upsilon(2S)}^{(L)}$, $F_{\Upsilon(1S)}^L<F_{\Upsilon(2S)}^L$,这主要是由于对 q^2 积分区间不同引起的.事实上,从图 2(b)和图 2(d)可以发现,在 q^2 的一些取值中,不同初态介子的可观测量 $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$ 和 $F_{\Upsilon(nS)}^L$ 的数值结果近似相等.轻子极化不对称 $A_\lambda^{\Upsilon(nS)}$ 对新物理贡献很敏感,且在各种 NP 场景的 B 体系中可以广泛的研究该物理量.然而,由于目前实验技术和实验方法有限,不能直接测量轻子的极化,并且对 τ 的重建很难,所以实验上很难快速的测量出 $A_\lambda^{\Upsilon(nS)}$ 的结果.可观测量 $A_\theta^{\Upsilon(nS)}$ 有一个特征是零点交叉点,在这一点上, NP 可能发生大的偏移,例如带电的 Higgs.

4 总 结

本文在标准模型中研究了以树图贡献为主的 $\Upsilon(1S,2S)\rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ 半轻衰变,并给出了这些衰变过程的分支比,轻子极化不对称和前后不对称,以及一些重要的比值 $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$ 和 $F_{\Upsilon(nS)}^L$ 的理论预言.数值结果表明 $\Upsilon(1S,2S)\rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ 半轻衰变的分支比达到了 $10^{-10}\sim 10^{-9}$ 量级,有望被实验观测到.

参 考 文 献

- [1] HERB S W.Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions[J].Physical Review Letter,1977,39:252-255.
- [2] INNES W R.Observation of Structure in theRegion[J].Physical Review Letter,1977,39:1240-1242.
- [3] BAUER C W,Pirjol D,Stewart I W.Soft collinear factorization in effective field theory[J].Physical Review D,2002,65:054022.
- [4] OLIVE K A.Review of Particle Physics[J].Chinese Physics C,2014,38:090001.
- [5] OKUBO S.Phi meson and unitary symmetry model[J].Physics Letters,1963,5:165-168.
- [6] BENAN A J.The Physics of the B Factories[J]European Physical Journal C,2014,74:3026.
- [7] ABE T.Belle II Technical Design Report[DB/OL].(2010-11-01)[2019-08-01].https://arxiv.org/abs/1011.0352.
- [8] AAIJ R.Measurement of τ in the forward region[J].Physics Letters B,2010,694:209-216.
- [9] AAIJ R.Implications of LHCb measurements and future prospects[J].European Physical Journal C,2013,73:2373.
- [10] AAIJ R.LHCb Detector Performance[J].Internation Journal of Modern Physics A,2015,30:1530022.
- [11] 孙俊峰,高万东,陈丽丽,等.两体非轻衰变过程的研究[J].河南师范大学学报(自然科学版),2016,44(2):45-48.
SUN J F,GAO W D,CHEN L L,et al.Study of Nonleptonic Two-body Weak Decays[J].Journal of Henan Narmal University(Natural Science Edition),2016,44(2):45-48.
- [12] 常钦,王晓琳,朱杰. $\Upsilon(nS)\rightarrow B_c\ell\bar{\nu}_\ell$ 半轻衰变[J].河南师范大学学报(自然科学版),2017,45(2):14-17.
CHANG Q,WANG X L,ZHU J.Semileptonic $\Upsilon(nS)\rightarrow B_c\ell\bar{\nu}_\ell$ Decays[J].Journal of Henan Narmal University(Natural Science Edition),2017,45(2):14-17.
- [13] WANG T,Jiang Y,Yuan H,et al.Weak Decays of J/Ψ and $\Upsilon(1S)$ [DB/OL].(2016-08-09)[2019-08-01].https://arxiv.org/abs/1604.03298.
- [14] HAGIWARA K,MARTIN A D,WADE M F.Exclusive Semileptonic B Meson Decays[J].Nucler Physics B,1989,327:569-594.
- [15] HAGIWARA K,MARTIN A D,WADE M F.Helicity Amplitude Analysis of Neutrino Decays[J].Physics Letters B,1989,228:144-148.
- [16] KORNER J G,SCHULER G A.Exclusive Semileptonic Heavy Meson Decays Including Lepton Mass Effects[J].Zeitschrift Physics C,1990,46:93.
- [17] CHARLES J.CP violation and the CKM matrix:Assessing the impact of the asymmetric B factories[J].European Physical Journal C,2005,41:1.
- [18] PATRIGNANI C.Review of Particle Physics[J].Chinese Physics C,2016,40:100001.

Semileptonic $\Upsilon(1S,2S)\rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ decays

Chang Qin, Wang Xiaolin, Zhu Jie, Li Xiaonan

(Institute of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China)

Abstract: With the potential prospects of the $\Upsilon(nS)$ at high-luminosity dedicated heavy-flavor factories, the tree-dominated $\Upsilon(1S,2S)\rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ decays are investigated with the Standard Model. The theoretical predictions for the observables including the branching fractions, the lepton spin asymmetry, the forward-backward asymmetry and some important ratios $R_{\Upsilon(nS)}^{(L)}$ and $F_{\Upsilon(nS)}^L$ ($n=1,2$) are presented. Numerically, the $\Upsilon(1S,2S)\rightarrow B_c^*\ell\bar{\nu}_\ell$ decays have relatively large branching fractions of the order $O(10^{-10}\sim 10^{-9})$, and are hopeful to be observed by experiments in the future.

Keywords: $\Upsilon(nS)$ meson; weak decays; helicity amplitude

[责任编辑 杨浦 王凤产]

本期专家介绍



黄建华,国防科技大学文理学院数学系教授,博士,博士生导师,分别于1996年6月和2002年6月在华中师范大学获得硕士学位和博士学位,后在湖南大学数学博士后站做博士后,曾在加拿大 Dalhousis 大学,Memorial 大学,York 大学,美国 Auburn 大学,西班牙 Sevilla 大学做访问学者.主要从事随机动力系统动力学及非线性系统的行波解研究,先后主持3项国家自然科学基金面上项目研究,出版教材和著作6部,在 *JDE*, *DCDS*, *SIADS*, *Chaos* 及《中国科学》

等杂志上发表论文多篇,先后获得湖南省自然科学二等奖和国家教学成果二等奖.

闫威,河南师范大学特聘教授,博士,博士生导师,河南省高等学校青年骨干教师.主要从事偏微分方程、调和分析、初值随机化以及随机偏微分方程的研究.研究的方程涉及到 KdV 型方程、Schrödinger 型方程和波动方程以及流体力学方程等.研究内容包括解的存在性、唯一性、爆破性和散射性等.先后在 *Ann Inst H Poincaré Anal Non Linéaire*, *Advances in Differential Equations*, *Journal of Differential Equations* 等国际期刊发表论文30余篇.受国家留学基金委资助,于2016.9—2017.9 访问美国伊利诺伊理工大学.



常钦,河南师范大学教授,博士,博士生导师,全国优秀博士学位论文奖获得者,全国优秀教师,中国物理学会高能物理分会常务委员.2010年,毕业于河南师范大学物理学院;2010.12—2013.05,在华中师范大学粒子所从事博士后研究;2016.07—2017.07,在美国斯坦福大学 SLAC 国家实验室,从事访问学者研究.主要从事高能物理、粒子物理理论研究,具体方向包括:重味物理、新物理、光前量子化等.主持国家自然科学基金4项、省部级科研项目7项,发表SCI学术论文

70余篇,曾获河南省青年科技奖、河南省五四青年奖章、河南省优秀硕士学位论文指导教师等奖项.

