

94-325



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-94-325

М.А.Иванов¹, В.Е.Любовицкий²

ФУНКЦИЯ ИЗГУРА — ВАЙЗЕ
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
 Λ_b -БАРИОНА

Направлено в журнал «Письма в ЖЭТФ»

¹E-mail: ivanovm@thsunl.jinr.dubna.su

²E-mail: lubovit@thsunl.jinr.dubna.su

1. Слабые распады тяжелых адронов являются уникальным инструментом для определения элементов матрицы Кабиббо-Кабаяши-Маскава, изучения внутренней структуры адронов, а также исследования явлений, лежащих вне рамок стандартной модели.

Прогресс в изучении процессов физики тяжелых кварков связан, в первую очередь, с появлением новых возможностей в экспериментальных исследованиях в области физики промежуточных энергий. Длительное время экспериментальные программы были направлены на изучение процессов с участием тяжелых мезонов и очарованных барионов. Однако, за последние несколько лет наметились заметные сдвиги в изучении свойств прелестных барионов. В частности, в CERN на протон-антипротонном коллайдере впервые наблюдался Λ_b -барион в распаде $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi \Lambda$ [1]. Группами ALEPH и OPAL на LEP исследовались полуплеитонные распады Λ_b - барионов: $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c X e \nu$ [2]. Исследования процесса рождения Λ_b -бариона в распадах Z^0 -бозона и измерение его времени жизни были выполнены коллаборацией DELPHI [3]. Планируются эксперименты с целью измерения поляризационных характеристик Λ_b -бариона.

С теоретической точки зрения столь живой интерес к исследованию слабых распадов тяжелых адронов связан, главным образом, с открытием нового вида симметрии сильных взаимодействий - спин-флэйворной симметрии в мире тяжелых кварков (симметрия Изгура-Вайзе) [4,5], которая проявляется в пределе $m_Q \rightarrow \infty$, и разработкой эффективной теории тяжелых кварков (HQET) [4—7] — пертурбативной вычислительной схемы для исследований свойств адронов, содержащих один тяжелый кварк.

Важным динамическим следствием симметрии Изгура-Вайзе явились групповые соотношения между релятивистскими формфакторами слабых распадов тяжелых адронов [4,5]. Было показано, что формфакторы полупетонных распадов прелестных адронов $B \rightarrow D(D^*)\ell\nu$, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c\ell\nu$ и $\Omega_b \rightarrow \Omega_c(\Omega_c^*)\ell\nu$ выражаются через четыре универсальные функции ξ, ζ, η, ι (функции Изгура-Вайзе), зависящие от скалярного произведения 4-скоростей начального (v) и конечного (v') адронов: $\omega = v \cdot v'$. Так, например, слабый адронный ток, соответствующий распаду $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c e \nu$, в пределе Изгура-Вайзе имеет вид: $J_\mu(v, v') \propto \zeta(\omega) \bar{u}(v') \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(v)$.

Явный вид барионной функции Изгура-Вайзе ζ был получен в работах [8-11]. В работах [8,9] в вычислениях функции ζ использовались волновые функции барионов в так называемой *системе бесконечного импульса*. В работе [10] функция $\zeta(\omega)$ была вычислена исходя из правил сумм КХД. В работе [11] полупетонные распады тяжелых барионов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c e \nu$ и $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c e \nu$ рассматривались в рамках модели конфайнированных кварков (МКК) [12] с использованием *кварк-дикварковой аппроксимации* [11,12]. В работе [11] было показано, что все формфакторы распадов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c e \nu$ и $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c e \nu$ выражаются через универсальную функцию $\Phi(\omega)$, которая совпадает с функцией Изгура-Вайзе ζ и имеет вид $\Phi(\omega) \equiv \zeta(\omega) = \ln(\omega + \sqrt{\omega^2 - 1})(\omega^2 - 1)^{-1/2}$. Однако такое поведение не согласуется с ограничением на функцию Изгура-Вайзе, полученным в работе [13] с помощью правил сумм Бьеркена: $\zeta^2(\omega) \leq 3/(1 + 2\omega^2)$.

Целью данной работы является исследование поведения функции Изгура-Вайзе для перехода $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ в рамках кварк-дикварковой мо-

дели для барионов с учетом инфракрасного поведения тяжелого кварка. Необходимость учета инфракрасного поведения тяжелого кварка в полупетонных распадах была продемонстрирована в работе [14]. Данная идея была использована в работе [15] при исследовании поведения функции Изгура-Вайзе для $B \rightarrow D$ перехода и слабых лептонных констант B -и D -мезонов в рамках МКК.

Показано, что при определенном выборе параметров модели (параметра, характеризующего инфракрасное поведение тяжелого кварка, и величины массы легкого дикварка) удастся получить "мягкое" поведение функции Изгура-Вайзе, согласующееся с результатами работы [9]. Полученная функция Изгура-Вайзе используется для вычисления ширины, дифференциальных распределений и поляризационных характеристик Λ_b -бариона.

2. При описании $b \rightarrow c$ распадов прелестных барионов будем использовать модель, в которой тяжелый барион представляется в виде связанной системы из легкого дикварка и тяжелого кварка соответствующего аромата. В случае Λ_b -и Λ_c -барионов легкий дикварк $D\{ud\}$ должен обладать следующими квантовыми числами: спином $J = 0$, изоспином $I = 0$ и отрицательной пространственной четностью. Тогда кварк-дикварковый ток, обладающий квантовыми числами Λ_b -и Λ_c -барионов, имеет вид $J_Q(x) = Q^a(x)D^a(x)$, $Q = c, b$, а составная структура Λ_Q -барионов описывается лагранжианом сильного взаимодействия $\mathcal{L}_Q(x) = g_{\Lambda_Q} \bar{\Lambda}_Q J_Q + \text{эрм.сопр.}$ Здесь g_{Λ_Q} - константа сильного взаимодействия, которая определяется из условия связности: $Z_{\Lambda_Q} = 1 + g_{\Lambda_Q}^2 \Pi'(M_{\Lambda_Q}) = 0$, где Π' -производная массового оператора Λ_Q -бариона, а M_{Λ_Q} -его масса.

Полупетонный распад $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \nu$ в однопетлевом приближении

описывается диаграммой Фейнмана (см. рис.1). Пропагатору легкого дикварка сопоставим стандартный пропагатор псевдоскалярного поля $S_D(p^2) = 1/(M_D^2 - p^2)$, где M_D -масса дикварка, которая будет фигурировать в наших вычислениях в качестве свободного параметра.

Учет инфракрасного поведения тяжелого кварка будем осуществлять стандартным образом, используя инфрапропагатор [14,15] $S_Q(p, \nu) = [m_Q - \not{p}]^{-1}(1 - p^2/m_Q^2)^{-\nu}$ в качестве пропагатора тяжелого кварка. Параметр $\nu > 0$ будем считать свободным параметром. Следует отметить, что условие $\nu > 0$ обеспечивает ультрафиолетовую сходимость фейнмановских интегралов, соответствующих фейнмановской диаграмме на рис.1. Массы тяжелых барионов M_{Λ_Q} и тяжелых кварков m_Q свяжем стандартным соотношением [8,9]: $M_{\Lambda_Q} = m_Q + \bar{\Lambda}$.

3. Используя α -параметризацию Фейнмана, получаем выражение для функции Изгура-Вайзе:

$$\zeta(\omega, R, \nu) = \frac{\Phi(\omega, R, \nu)}{\Phi(1, R, \nu)},$$

$$\Phi(\omega, R, \nu) = \int_0^\infty du u^{1+2\nu} \int_0^1 dt \frac{t^\nu (1-t)^{-1/2}}{[R^2 - 1 + (u-1)^2 + \frac{u^2 t}{2}(\omega-1)]^{1+2\nu}}.$$

Таким образом, функция Изгура-Вайзе в нашей модели зависит от двух параметров ν и $R = M_D/\bar{\Lambda}$. Обсудим выбор параметров ν и R . Чувствительность слабых характеристик тяжелых мезонов (функция Изгура-Вайзе ξ , константы лептонных распадов f_B и f_D) к выбору параметров ν и $\bar{\Lambda}$ была исследована в работе [15]. Было показано, что удовлетворительное описание экспериментальных данных достигается в том случае, когда параметр $\nu \leq 1$, а энергия связи меняется в широком интервале значений: $0 \leq \bar{\Lambda} \leq 0.6$ ГэВ. Теоретическая оценка вели-

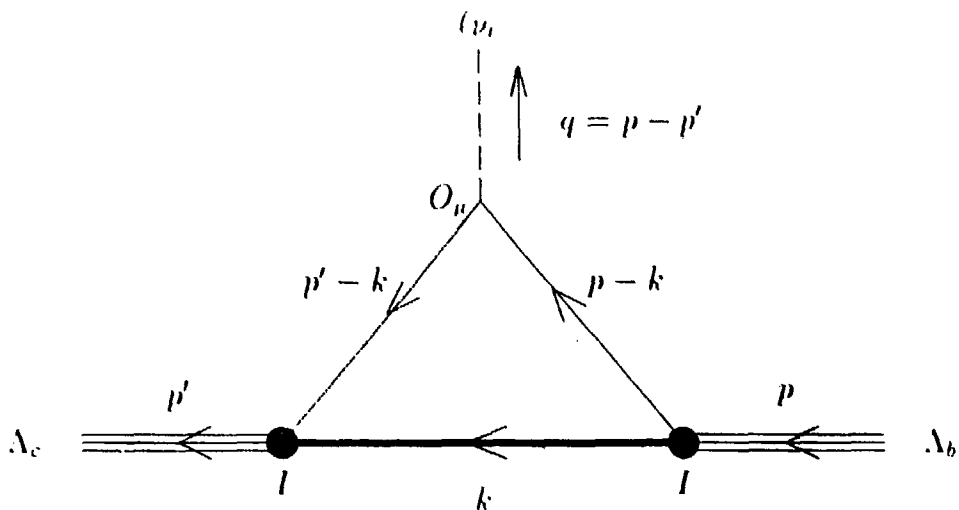


Рис.1. Полулептонный распад Λ_b -бариона

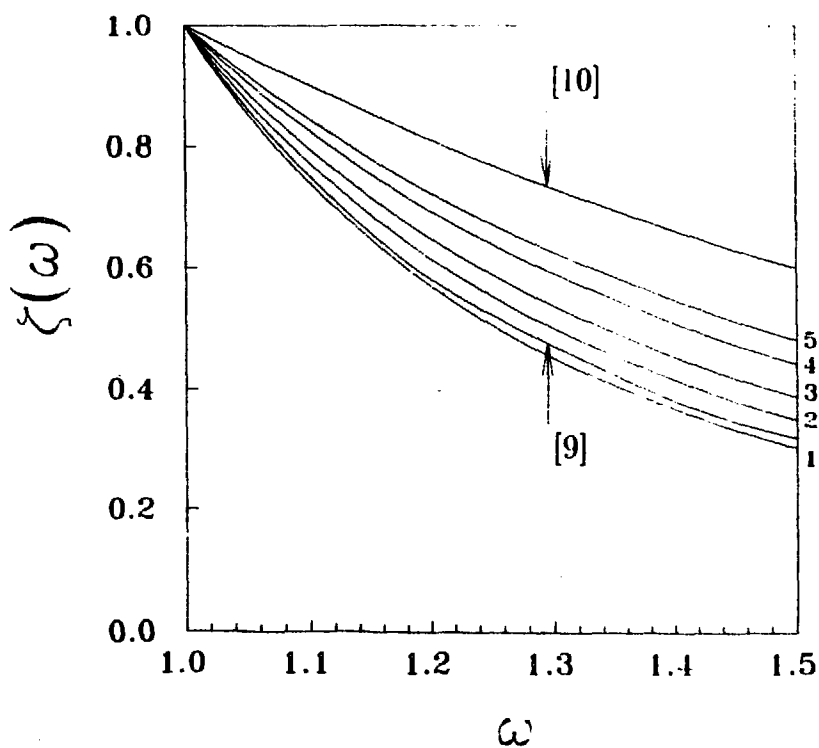


Рис.2. Функция Изгура-Вайзе

чины Λ была сделана с использованием техники правил сумм КХД [17]: $\Lambda = 0.5 \pm 0.07$ ГэВ. Величина массы легкого дикварка M_D в различных работах варьировалась в пределах $\sim 0.6 \div 0.9$ ГэВ. Таким образом, параметр R может принимать значения, лежащие в интервале $1 < R < 2$. В данной работе при фитировании свободных параметров мы ставили задачу добиться разумного подавления функции Изгура-Вайзе в кинематической области $1 \leq \omega \leq \omega_{max}$. В частности, оказалось, что при $\nu = 1$ и $R = 1.25$ поведение функции Изгура-Вайзе согласуется с хорошей точностью с результатами работы [9]. Очевидно, что более серьезные оценки параметра ν могут быть сделаны лишь после полного анализа всех полулептонных мод распадов тяжелых адронов. Графики функций Изгура-Вайзе для случая $\nu = 1$ и различных значений параметра R в интервале $1.2 \leq R \leq 1.5$ представлены на рис.2. Цифрами 1 – 5 обозначены соответственно результаты для $R = 1.2, 1.25, 1.3, 1.4, 1.5$. Для сравнения приведены результаты правил сумм КХД [10] и модели [9]. Значения радиуса функции Изгура-Вайзе $\rho^2 = -d\zeta/d\omega|_{\omega=1}$ приведены в табл.1.

Таблица 1. Радиус функции Изгура-Вайзе

R	1.2	1.25	1.3	1.35	1.4	1.45	1.5
ρ^2	3.26	2.77	2.44	2.20	2.02	1.88	1.77

4. Наблюдаемые характеристики полулептонных распадов Λ_b -бариона (ширины распадов, дифференциальные распределения, лептонные спектры и параметры асимметрии) из соображений удобства будем определять в терминах так называемых *спиральных амплитуд* $H_{\lambda_f \lambda_W}^\Gamma$ [9.17], где λ_f - спиральность бариона в конечном состоянии, а λ_W - спиральность слабого W-бозона, находящегося вне массовой поверхно-

сти. В пределе Изгура-Вайтс спиральные амплитуды выражаются через функцию $\zeta(\omega)$:

$$\begin{aligned}
 H_{\pm\frac{1}{2}0}^V &= \zeta \sqrt{\frac{\omega-1}{\omega_{max}-\omega}} M_+, & H_{\pm\frac{1}{2}0}^A &= \pm \zeta \sqrt{\frac{\omega+1}{\omega_{max}+\omega}} M_-, \\
 H_{\pm\frac{1}{2}1}^V &= -2\zeta \sqrt{M_{\Lambda_b} M_{\Lambda_c} (\omega-1)}, \\
 H_{\pm\frac{1}{2}1}^A &= \mp 2\zeta \sqrt{M_{\Lambda_b} M_{\Lambda_c} (\omega+1)}, \\
 \omega_{max} &= \frac{M_{\Lambda_b}^2 + M_{\Lambda_c}^2}{2M_{\Lambda_b} M_{\Lambda_c}} & M_{\pm} &= M_{\Lambda_b} \pm M_{\Lambda_c}.
 \end{aligned}$$

Ширину полулептонного распада Λ_b -бариона вычислим по известной формуле

$$\Gamma = \int_1^{\omega_{max}} d\omega \frac{d\Gamma}{d\omega}, \quad \frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{d\Gamma_{T_+}}{d\omega} + \frac{d\Gamma_{T_-}}{d\omega} + \frac{d\Gamma_{L_+}}{d\omega} + \frac{d\Gamma_{L_-}}{d\omega}, \quad (1)$$

где индексы T и L обозначают парциальные вклады поперечной ($\lambda_W = \pm 1$) и продольной ($\lambda_W = 0$) компонент адронного тока. Парциальные дифференциальные распределения равны

$$\begin{aligned}
 \frac{d\Gamma_{T_{\pm}}}{d\omega} &= \kappa_{\omega} |H_{\pm\frac{1}{2}\pm 1}|^2, & \frac{d\Gamma_{L_{\pm}}}{d\omega} &= \kappa_{\omega} |H_{\pm\frac{1}{2}0}|^2, \\
 \kappa_{\omega} &= \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{bc}|^2 \frac{M_{\Lambda_c}^3}{6} (\omega_{max} - \omega) \sqrt{\omega^2 - 1}, \\
 H_{\lambda_f \lambda_W} &= H_{\lambda_f \lambda_W}^V - H_{\lambda_f \lambda_W}^A, \quad (2)
 \end{aligned}$$

Результаты наших вычислений и работы [9] для полной и парциальных ширин в единицах 10^{10} с^{-1} представлены в табл.2. Графики для дифференциальных распределений приведены на рис.3. Здесь и в дальнейшем характеристики Λ_b -бариона вычисляются для $\nu = 1$ и $R = 1.25$.

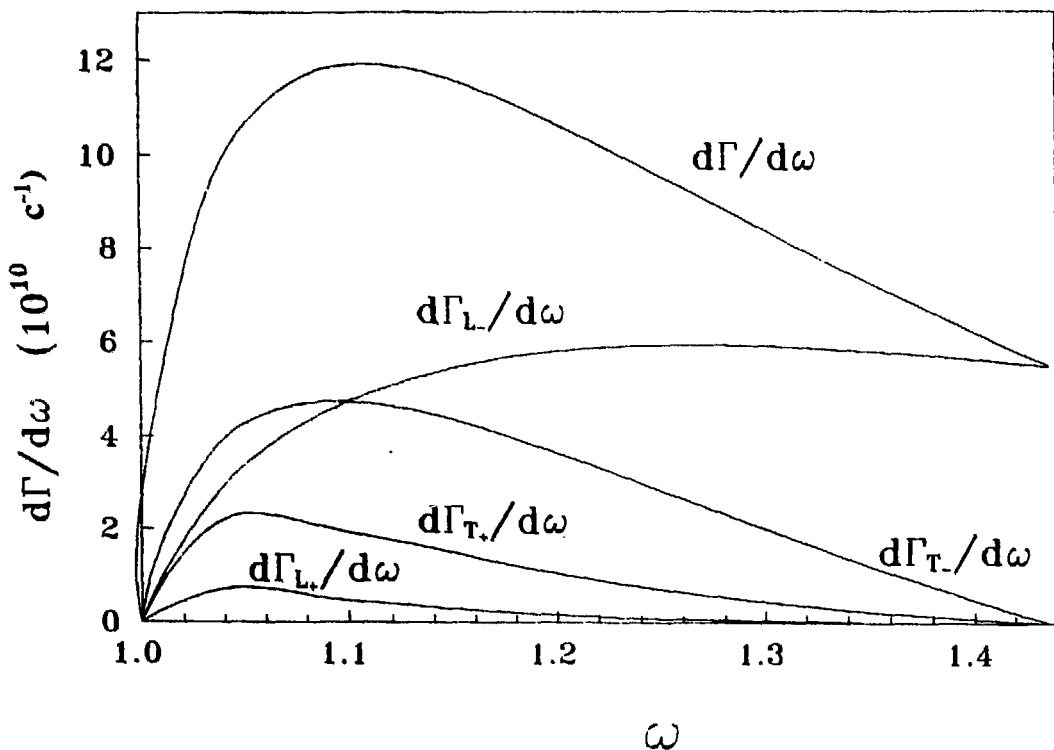


Рис.3. Дифференциальные распределения

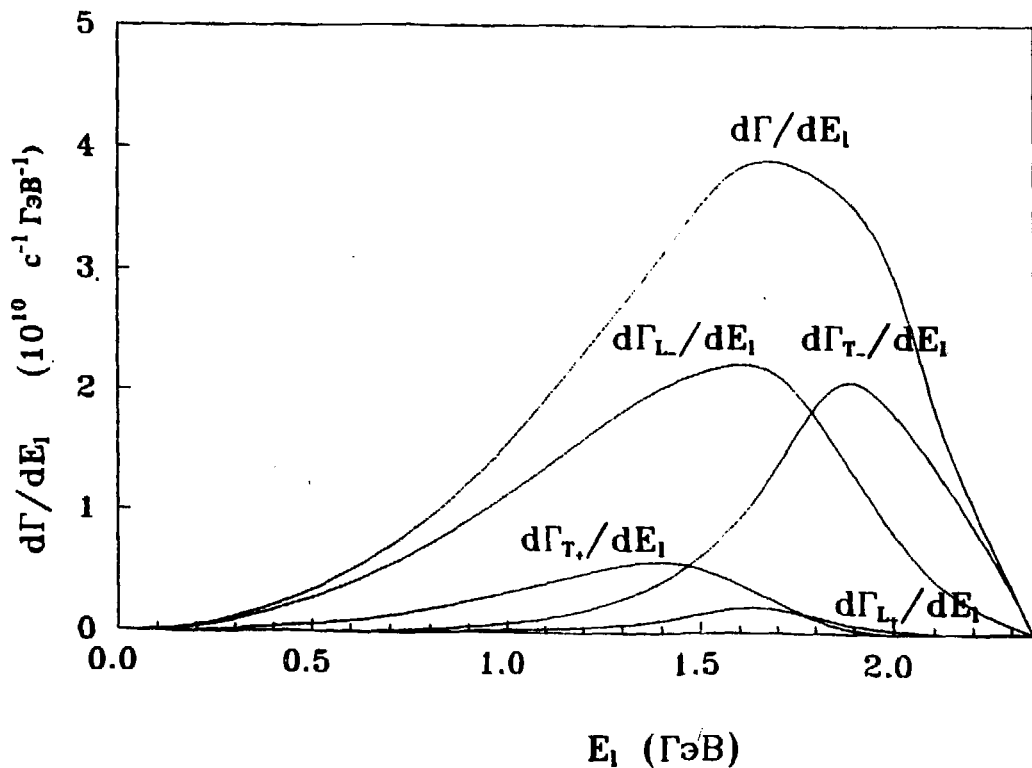


Рис.4. Лептонные спектры

Таблица 2. Ширины распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \nu$

Подход	Γ	Γ_{T_+}	Γ_{T_-}	Γ_{L_+}	Γ_{L_-}
Наш подход	1.01	0.45	1.23	0.10	2.23
Работа [9]	1.57	0.42	1.46	0.11	2.58

Лептонный спектр $d\Gamma/dE_\ell$ вычисляется согласно формуле:

$$\frac{d\Gamma}{dE_\ell} = \frac{d\Gamma_{T_+}}{dE_\ell} + \frac{d\Gamma_{T_-}}{dE_\ell} + \frac{d\Gamma_{L_+}}{dE_\ell} + \frac{d\Gamma_{L_-}}{dE_\ell}. \quad (3)$$

Выражения для парциальных лептонных спектров имеют вид:

$$\frac{d\Gamma_{T_\pm}}{dE_\ell} = \int_{\omega_{\min}(E_\ell)}^{\omega_{\max}} d\omega \kappa_E (1 \pm \cos \Theta)^2 |H_{\pm\frac{1}{2}\pm 1}|^2.$$

$$\frac{d\Gamma_{L_\pm}}{dE_\ell} = \int_{\omega_{\min}(E_\ell)}^{\omega_{\max}} d\omega \kappa_E (1 - \cos^2 \Theta)^2 |H_{\pm\frac{1}{2}0}|^2.$$

где $\kappa_E = \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{bc}|^2 \frac{M_{\Lambda_c}^2}{8} (\omega_{\max} - \omega),$

$$\cos \Theta = \frac{E_\ell^{max} - 2E_\ell + M_{\Lambda_c}(\omega_{\max} - \omega)}{M_{\Lambda_c} \sqrt{\omega^2 - 1}},$$

$$E_\ell^{max} = \frac{M_{\Lambda_b}^2 - M_{\Lambda_c}^2}{2M_{\Lambda_b}}, \quad \omega_{\min}(E_\ell) = \omega_{\max} - 2 \frac{E_\ell}{M_{\Lambda_c}} \frac{E_\ell^{max} - E_\ell}{M_{\Lambda_b} - 2E_\ell}.$$

Графики лептонных спектров представлены на **рис.4**.

Важными характеристиками слабого двухкаскадного распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c [\rightarrow \Lambda_s \pi] + W [\rightarrow \ell \nu]$ являются угловые распределения и связанные с ними параметры асимметрии — анализ которых имеет актуальный характер в связи с планируемыми экспериментами на установках CERN. Более подробно все необходимые определения даны в работах [9,16]. Здесь

мы лишь приведем выражения для параметров асимметрии распада неполяризованного Λ_b -барииона ($\alpha, \alpha', \alpha'', \gamma$) и распада поляризованного Λ_b -барииона (α_P, γ_P) в терминах спиральных амплитуд:

$$\alpha = \frac{H_T^- + H_L^-}{H_T^+ + H_L^+}, \quad \alpha' = \frac{H_T^-}{H_T^+ + 2H_L^+}, \quad \alpha'' = \frac{H_T^+ - 2H_L^+}{H_T^+ + 2H_L^+},$$

$$\gamma = \frac{2H_\gamma}{H_T^+ + H_L^+}, \quad \alpha_P = \frac{H_T^- - H_L^-}{H_T^+ + H_L^+}, \quad \gamma_P = \frac{2H_{\gamma_P}}{H_T^+ + H_L^+},$$

где $H_T^\pm = |H_{1/2 1}|^2 \pm |H_{-1/2 -1}|^2$, $H_L^\pm = |H_{1/2 0}|^2 \pm |H_{-1/2 0}|^2$,

$$H_\gamma = \text{Re}(H_{-1/2 0} H_{1/2 1}^* + H_{1/2 0} H_{-1/2 -1}^*),$$

$$H_{\gamma_P} = \text{Re}(H_{1/2 0} H_{-1/2 0}^*),$$

В данной работе вычислим средние значения параметров асимметрии ($\langle \alpha \rangle, \langle \alpha' \rangle$ и т.д.), которые определяются следующим образом. В выражениях для параметров асимметрии нужно числитель и знаменатель дроби проинтегрировать независимо по кинематической переменной ω с весом $(\omega_{max} - \omega)\sqrt{\omega^2 - 1}$ в интервале $1 \leq \omega \leq \omega_{max}$. Результаты для средних значений параметров асимметрии даны в табл.3, где для сравнения приведены результаты работы [9].

Таблица 3. Параметры асимметрии

Подход	$\langle \alpha \rangle$	$\langle \alpha' \rangle$	$\langle \alpha'' \rangle$	$\langle \gamma \rangle$	$\langle \alpha_P \rangle$	$\langle \gamma_P \rangle$
Наш подход	-0.72	-0.12	-0.47	0.60	0.34	-0.18
Работа [9]	-0.71	-0.12	-0.46	0.61	0.33	-0.19

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант №94-02-03463-а).

Литература

1. UAI Collab., C.Albajar et al. Phys.Lett., **B273**, 540 (1991).
2. ALEPH Collab., D.Buskulic et al. Phys.Lett., **B294**, 145 (1992);
OPAL Collab., P.DeActon et al. Phys.Lett., **B281**, 394 (1992).
3. DELPHI Collab., P.Abreu et al. Phys.Lett., **B311**, 379 (1993).
4. N.Isgur and M.Wise, Phys.Lett., **B232**, 113 (1989);
B237, 527 (1990).
5. N.Isgur and M.Wise, Nucl.Phys., **B348**, 276 (1991).
6. H.Georgi, Phys.Lett., **B240**, 447 (1990).
7. B.Grinstein, Nucl.Phys., **B339**, 253 (1990).
8. X.-H.Guo and P.Kroll, Z.Phys., **C59**, 567 (1993).
9. B.König, J.G.Körner et al. Preprint **DESY 93-011**, 1993.
10. A.G.Grozin and O.I.Yakovlev, Phys.Lett., **B291**, 441 (1992).
11. G.V.Efimov, M.A.Ivanov et al. Z.Phys., **C54**, 349 (1992).
12. G.V.Efimov and M.A.Ivanov, The Quark Confinement Model of Hadrons, IOP Publishing, Bristol & Philadelphia, 1993.
13. Q.P.Xu, Phys.Rev., **D48**, 5429 (1993).
14. A.I.Karanikas, C.N.Ktorides and N.G.Stefanis, Phys.Lett., **B301**, 397 (1993).
15. M.A.Ivanov and T.Mizutani, Preprint **hep-ph/9406226**, 1994.
16. N.N.Bogolubov and D.V.Shirkov, Introduction to the Theory of Quantized Fields, Interscience Publishers Inc., New York, 1959.
17. M.Neubert, Phys.Rev., **D45**, 2451 (1992).
18. J.G.Körner and M.Krämer, Phys.Lett., **B275**, 495 (1992).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 августа 1994 года.