

ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ТЯЖЕЛЫХ БАРИОНОВ

М.А.Иванов, Н.Б.Ладыгина, В.Е.Любовицкий

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В предлагаемом обзоре обсуждается современный статус физики адронов, содержащих один тяжелый кварк (b или c). Также представлены результаты исследований полулептонных распадов тяжелых барионов с $J^P = \frac{1}{2}^+$, проведенных в рамках релятивистской кварковой модели с учетом конфайнмента легких кварков. А именно нами описаны моды полулептонных распадов с изменением аромата: $b \rightarrow c$, $b \rightarrow u$, $c \rightarrow s$ и $c \rightarrow d$. Вычислены формфакторы этих распадов в пределе бесконечно больших масс тяжелых кварков $m_Q \rightarrow \infty$ (предел Изгура — Вайзе). Для $b \rightarrow c$ переходов получены выражения для барионных формфакторов в лидирующем порядке $1/m_Q$ -разложения, а также поправки первого порядка к ним. Показано, что при равенстве скоростей начального и конечного барионов ($v^\mu = v'^\mu$) выполняется теорема Адемолло — Гатто. Полученные формфакторы используются в вычислении наблюдаемых характеристик полулептонных распадов тяжелых барионов: ширины распадов, дифференциальных распределений, лептонных спектров и параметров асимметрии. Проводится сравнение наших результатов с результатами других теоретических подходов.

We discuss present status of hadrons containing a single heavy quark (b or c). Also the results for semileptonic decays of heavy baryons with spin-parity $J^P = \frac{1}{2}^+$ obtained within the relativistic quark model with taking into account of light quark confinement are presented. Especially, semileptonic modes with flavour change $b \rightarrow c$, $b \rightarrow u$, $c \rightarrow s$ and $c \rightarrow d$ are described. We calculate form-factors of these decays in the heavy quark limit $m_Q \rightarrow \infty$ (Isgur — Wise limit). For $b \rightarrow c$ transitions form-factors in heavy quark limit and first $1/m_Q$ corrections to them are computed. We show when the velocities of initial and final baryon are equal to each other ($v^\mu = v'^\mu$) the well-known Ademollo — Gatto theorem is fulfilled. The obtained form-factors are used in the calculations of observables of heavy-baryon semileptonic decays: decay rates, differential distributions, leptonic spectra and asymmetry parameters. The comparison of our results with other theoretical results are carried out.

1. ВВЕДЕНИЕ. СТАТУС ФИЗИКИ АДРОНОВ, СОДЕРЖАЩИХ ОДИН ТЯЖЕЛЫЙ КВАРК

Последние несколько лет ознаменованы бурным развитием физики адронов, состоящих из легких q (u, d, s) и тяжелых Q (c, b) кварков. К тяжелым кваркам относятся те кварки, массы которых удовлетворяют условию $m_Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$, где $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 0,2$ фм — масштабный параметр КХД. Сразу оговоримся, что в нашем обзоре о t -кварке мы речи вести не будем, т.к. его масса слишком велика для возникновения связанных адронных состояний. Слабые распады тяжелых адронов являются уникальным инструментом для определения элементов матрицы Кабиббо — Кабаяши — Маскава, исследования явлений, лежащих вне рамок стандартной модели, а также изучения внутренней структуры адронов.

Обострение интереса к такого рода процессам связано, в первую очередь, с появлением новых возможностей в экспериментальных исследованиях в области физики промежуточных энергий. В частности, на установках ARGUS [1] и CLEO [2] были исследованы полулептонные распады мезонов, содержащих тяжелые кварки как в начальном, так и в конечном состояниях: $B \rightarrow Dev$, $B \rightarrow D^*ev$. В экспериментах E653 [3], E691 [4] и группой CLEO [5] наблюдались распады с переходом тяжелого мезона в легкий: $D \rightarrow Kev$ и $D \rightarrow K^*ev$. Распад векторного D^* -мезона $D^* \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ наблюдался на установке группы E687 [6]. Полулептонные распады D_s мезона $D_s \rightarrow X + \mu + \nu_\mu$ ($X = \Phi, K^*, \rho, \eta, \eta'$) были исследованы коллаборацией Fermilab E653 [7].

Следует также отметить эксперимент по изучению нелептонного распада $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ группой ARGUS [8]. Кабиббовски запрещенные моды двухчастичных распадов нейтрального D^0 -мезона $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ были исследованы группой E687 [9]. Относительные ширины двухчастичных распадов векторного $D^*(2010)$ -мезона $D^* \rightarrow D\pi$ и $D^* \rightarrow D\gamma$ [10] и разность масс D^* - и D -мезонов измерены коллаборацией CLEO [11]. Уникальные эксперименты по определению времен жизни \bar{B}^0 -, B^- - и B^0 -, B^+ -мезонов выполнены коллаборациями ALEPH [12], DELPHI [13] и OPAL [14]. Прецизионные измерения времен жизни D^0 - и D^+ - мезонов проведены на установке E687 [15]. Масса B_s -мезона была впервые измерена коллаборацией ALEPH [16].

Длительное время экспериментальные исследования тяжелых барионов были направлены на изучение процессов с участием только очарованных

частиц. Так, полуплептонные распады Λ_c^+ -барионов $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e^+ X$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ X$ наблюдались на установке DORIS II группой ARGUS [17] и на установке CERS группой CLEO [18,19]. Нелептонные распады Λ_c -бариона $\Lambda_c \rightarrow \Lambda \pi$ и $\Lambda_c \rightarrow \Sigma \pi$ исследовались группами CLEO [18] и ARGUS [20]. Многочастичные нелептонные распады очарованного Λ_c -бариона $\Lambda_c \rightarrow p K^- \pi^+ X$ изучены на установке NA32 коллаборацией ACCMOR в CERN [21]. Редкий распад $\Lambda_c \rightarrow p K^+ K^-$ наблюдался на установке группы E687 [22]. Группа ARGUS [23] обнаружила новый очарованный барион $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в распаде $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$.

Однако за последние несколько лет наметился заметный прогресс в изучении процессов с участием прелестных барионов. В частности, в CERN на протон-антипротонном коллайдере впервые наблюдался Λ_b -барион в распаде $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi \Lambda$ [24]. Группами ALEPH и OPAL на LEP исследовались полуплептонные распады Λ_b -барионов: $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c X e \nu$ [25,26]. Исследования процесса рождения Λ_b -бариона в распадах Z^0 -бозона и измерение его времени жизни были выполнены коллаборацией DELPHI [13,27]. В рамках этих экспериментов удалось извлечь достаточно полезной информации о физических свойствах тяжелых адронов, а именно были измерены массы и времена жизни тяжелых адронов, а также относительные ширины слабых распадов и поляризационные характеристики.

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) [28,29] и разработкой эффективной теории тяжелых кварков (HQET) [28—43] — пертурбативной вычислительной схемы для исследований свойств адронов, содержащих один тяжелый кварк.

В основе симметрии Изгура — Вайзе лежит следующая физическая картина. Рассмотрим систему, состоящую из тяжелого кварка, который окружен облаком легких кварков и глюонов. Такое облако с легкой руки Изгура получило название «brown muck» в силу того, что свойства данной конфигурации не могут быть описаны исходя из первых принципов, т.е. пертурбативным путем в рамках стандартной модели сильных взаимодействий. Характерный размер такой системы R сравним с радиусом сильных взаимодействий: $R \sim 1/\Lambda_{\text{QCD}} \sim 1$ фм, а средний импульс передачи между тяжелым кварком и легкими конститuentами порядка Λ_{QCD} , т.е. их взаимодействие

осуществляется лишь за счет «мягких» глюонов. Однако «мягкие» глюоны не «чувствуют» квантовых чисел тяжелого кварка, и, таким образом, свойства легких степеней свободы в таких адронах не зависят от аромата (или массы) тяжелого кварка (флэйворная симметрия) и ориентации спина тяжелого кварка (спиновая симметрия). Следовательно, адроны, содержащие один тяжелый кварк и отличающиеся либо ориентацией его спина, либо его ароматом в пределе $m_Q \rightarrow \infty$ (пределе Изгура — Вайзе) имеют одну и ту же конфигурацию легких степеней свободы.

Проявление симметрии Изгура — Вайзе легко продемонстрировать на примере тяжелых мезонов. При этом имеется прямая аналогия со свойствами водородоподобных атомов. Действительно, рассмотрим мезон, состоящий из нерелятивистских тяжелого Q и легкого q кварков, взаимодействие которых описывается КХД-потенциалом, подобным кулоновскому в КЭД. В пределе $m_Q \gg m_q$ волновые функции мезонов, содержащих c - или b -кварк, совпадают, а приведенная масса

$$\mu_{\text{ред}} = \frac{m_Q m_q}{m_Q + m_q} \rightarrow m_q \quad (1)$$

не зависит от массы тяжелого кварка. Таким образом, имеет место $b \leftrightarrow c$ флэйворная $SU(2)$ -симметрия, несмотря на внушительное различие масс b - и c -кварков. В атомной физике аналогия с флэйворной симметрией Изгура — Вайзе проявляется в том, что различные изотопы, имеющие одинаковую электронную оболочку, обладают одинаковыми химическими свойствами.

В рассмотренной нами системе легко продемонстрировать и другой аспект симметрии Изгура — Вайзе — спиновую симметрию. Рассмотрим ту часть полного гамильтониана Qq -системы, которая отвечает за спин-спиновое взаимодействие тяжелого и легкого кварков, описывающую сверхтонкое расщепление:

$$\Delta H \propto \frac{l_Q l_q}{m_Q m_q} \mathbf{S}_Q \cdot \mathbf{S}_q \delta^3(\mathbf{x}). \quad (2)$$

Нетрудно заметить, что в пределе $m_Q \rightarrow \infty$ эта часть гамильтониана будет подавлена по сравнению с кинетической. Таким образом, ориентация спина тяжелого кварка не влияет на динамику легких степеней свободы. Так как полный спин системы сохраняется, то будет сохраняться и спин тяжелого кварка. Следовательно, оператор спина тяжелого кварка выступает как генератор группы $SU(2)$. Тем самым проявляется спиновая $SU(2)$ -симметрия. И в этом аспекте имеется аналогия с водородоподобными атомами, у которых уровни энергии сверхтонкого расщепления практически вырождены.

Симметрия Изгура — Вайзе легла в основу эффективной теории тяжелых кварков (HQET) [28—44]. Чтобы пояснить основную идею данного подхода, рассмотрим адрон с массой M , движущийся со скоростью v , который содержит тяжелый кварк с массой m_Q , обладающий скоростью v_Q . Динамика тяжелого кварка описывается стандартным КХД-лагранжианом:

$$\mathcal{L}_Q = \bar{Q} (i \not{D} - m_Q) Q, \quad (4)$$

где D — ковариантная производная. Отправной точкой HQET является достаточно простая гипотеза о том, что скорости тяжелого кварка и адрона совпадают с точностью до $1/m_Q$ -поправок:

$$v_Q^\mu = v^\mu + k^\mu/m_Q, \quad (4)$$

где k^μ — так называемый остаточный импульс, который много меньше массы тяжелого кварка. Очевидно, что в пределе Изгура — Вайзе $m_Q \rightarrow \infty$ имеем $v_Q \rightarrow v$. Таким образом, КХД-взаимодействия не меняют скорость тяжелого кварка — это так называемое *правило суперотбора скоростей Джорджи* [30]. Говоря другими словами, в HQET скорость приобретает смысл сохраняющейся физической величины, т.е. квантового числа. Выражая импульс тяжелого кварка p_Q через 4-скорость адрона, получим

$$p_Q^\mu = m_Q v_Q^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu. \quad (5)$$

Последняя формула означает, что тяжелый кварк находится около своей массовой поверхности ($p_Q^2 \rightarrow m_Q^2$, т.к. $v^2 = 1$). Далее поля тяжелых кварков переопределяются таким образом, чтобы в пределе Изгура — Вайзе зависимость оператора кинетической энергии от массы кварка исчезла. Для этой цели вводятся дополнительные поля: оператор уничтожения h_v^+ тяжелого кварка с 4-скоростью v и оператор рождения h_v^- тяжелого антикварка с 4-скоростью v , которые связаны с исходными полями кварков следующими соотношениями:

$$h_v^+(x) = e^{im_Q v \cdot x} P_+ Q(x), \quad h_v^-(x) = e^{im_Q v \cdot x} P_- Q(x), \quad (6)$$

где $P_\pm = (1 \pm \not{v})/2$ — операторы проецирования.

Новые поля удовлетворяют уравнениям движения

$$\not{v} h_v^\pm(x) = \pm h_v^\pm(x). \quad (7)$$

Очевидно, что в системе покоя тяжелого кварка $v = (1, \vec{0})$ оператор h_v^+ соответствует двум верхним компонентам поля Q , в то время как h_v^- — двум

нижним. В терминах новых полей КХД-лагранжиан для тяжелого кварка запишется в виде

$$\mathcal{L}_h = \bar{h}_v^+ i v D h_v^+ - \bar{h}_v^- (i v D + 2m_Q) h_v^- + \bar{h}_v^+ i \not{D}_\perp h_v^- + \bar{h}_v^- i \not{D}_\perp h_v^+, \quad (8)$$

где $D_\perp^\mu = D^\mu - v^\mu v D$ — ковариантная производная, ортогональная скорости кварка v : $v D_\perp^\mu = 0$. В пределе Изгура — Вайзе $m_Q \rightarrow \infty$, т.е. когда тяжелый кварк близок к массовой поверхности, поле $h_v^-(x) \rightarrow 0$, и мы приходим к лагранжиану HQET в лидирующем порядке $1/m_Q$ -разложения:

$$\mathcal{L}_{\text{HQET}}^{(0)} = \bar{h}_v^+ i v D h_v^+. \quad (9)$$

Далее, проинтегрировав в функциональном интеграле

$$Z_h = \int \delta \bar{h}_v^+ \int \delta h_v^+ \int \delta \bar{h}_v^- \int \delta h_v^- \exp(i \int dx \mathcal{L}_h) \quad (10)$$

по полям антикварков \bar{h}_v^- и h_v^- , получим

$$Z_h = \int \delta \bar{h}_v^+ \int \delta h_v^+ \exp(i \int dx \mathcal{L}_{\text{HQET}}), \quad (11)$$

где

$$\mathcal{L}_{\text{HQET}} = \bar{h}_v^+ i v D h_v^+ + \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \bar{h}_v^+ \not{D}_\perp^\mu \frac{1}{2m_Q i v D - i\varepsilon} \not{D}_\perp^\mu h_v^+ \quad (12)$$

— искомым лагранжиан эффективной теории тяжелого кварка [43], который удобно записать в виде разложения в ряд по степеням $1/m_Q$, выделив при этом ведущий порядок и поправки порядка $1/m_Q$. Для этой цели воспользуемся тождеством

$$P_+ i \not{D}_\perp i \not{D}_\perp P_+ = P_+ \left[(iD_\perp)^2 + \frac{g_s}{2} \sigma_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} \right] P_+, \quad (13)$$

где $[iD^\alpha iD^\beta] = i g_s G^{\alpha\beta}$ — тензор напряженности глюонного поля, g_s — константа связи КХД. Тогда получим для HQET-лагранжиана

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{HQET}} &= \mathcal{L}_{\text{HQET}}^{(0)} + \mathcal{L}_{\text{HQET}}^{(1)} + O(1/m_Q^2), \\ \mathcal{L}_{\text{HQET}}^{(0)} &= \bar{h}_v^+ i v D h_v^+, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\mathcal{L}_{\text{HQET}}^{(1)} = \frac{1}{2m_Q} \bar{h}_v^+ (iD_\perp)^2 h_v^+ + \frac{g_s}{4m_Q} \bar{h}_v^+ \sigma_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} h_v^+.$$

Лидирующий член лагранжиана эффективной теории — лагранжиан $\mathcal{L}_{\text{HQET}}^{(0)}$ обладает новым типом симметрии — спин-флэйворной симметрией Изгура — Вайзе [28—30], которая не представлена в лагранжиане КХД. Спиновая симметрия ассоциируется с неабелевой группой $SU(2)$. Операторы спина S_i^+ ($i = 1, 2, 3$) полей h_v^+ вводятся следующим образом:

$$S_i^+ = i\epsilon_{ijk} [\not{e}_j, \not{e}_k] (1 + \not{v}) / 2, \quad (15)$$

где e_k^μ — ортонормированный набор пространственно-подобных векторов, ортогональных скорости тяжелого кварка v_μ : $e_{\mu j} e_k^\mu = -\delta_{jk}$, $v_\mu e_k^\mu = 0$. При этом операторы S_i^+ удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[S_i^+, S_j^+] = i\epsilon_{ijk} S_k^+, \quad (16)$$

т.е. являются генераторами группы $SU(2)$. Флэйворная симметрия лагранжиана $\mathcal{L}_{\text{HQET}}^{(0)}$ обусловлена тем фактом, что масса кварков в нем отсутствует. Если мы имеем ситуацию, когда N_h тяжелых кварков движутся с одинаковой скоростью v , то исходный лагранжиан может быть расширен до $\mathcal{L}_{\text{HQET}}^{h(0)}$:

$$\mathcal{L}_{\text{HQET}}^{h(0)} = \sum_{i=1}^{N_h} \bar{h}_v^{+i} i v D h_v^{+i}, \quad (17)$$

который, очевидно, инвариантен относительно группы вращений в флэйворном пространстве. Окончательно, объединяя два типа симметрии (спиновую и флэйворную), мы приходим к $SU(2N_h)$ спин-флэйворной симметрии Изгура — Вайзе в секторе тяжелых кварков.

Интерпретацию присутствующих в $\mathcal{L}_{\text{HQET}}$ операторов порядка $1/m_Q$ легко осуществить в системе покоя тяжелого кварка [43]. Оператор

$$O_{\text{kin}} = \frac{1}{2m_Q} \bar{h}_v^+ (iD_\perp)^2 h_v^+ \rightarrow -\frac{1}{2m_Q} \bar{h}_v^+ (i\mathbf{D})^2 h_v^+ \quad (18)$$

есть не что иное, как калибровочно-инвариантная добавка к оператору кинетической энергии, описывающая эффект схода тяжелого кварка с массовой поверхности. Оператор

$$O_{\text{mag}} = \frac{g_s}{4m_Q} \bar{h}_v^+ \sigma_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} h_v^+ \rightarrow -\frac{g_s}{m_Q} \bar{h}_v^+ \mathbf{S} \mathbf{B}_c h_v^+ \quad (19)$$

есть неабелевый аналог паулиевского слагаемого, описывающего хромомагнитное взаимодействие спина тяжелого кварка с глюонным полем, где

S — оператор спина, а $B_c^i = -\frac{1}{2} \epsilon^{ijk} G^{jk}$ — компоненты хромагнитного поля.

Спин-флэйворная симметрия приводит к многочисленным соотношениям между свойствами адронов, содержащих один тяжелый кварк [44]. Одно из наиболее четких проявлений симметрии Изгура — Вайзе — это спектроскопия тяжелых адронов. В силу данной симметрии адронные состояния с участием c - и b -кварков можно классифицировать по квантовым числам легких степеней свободы (аромат, спин J_p , пространственная четность P_l и т.д.). Таким образом, в силу спиновой симметрии каждому фиксированному значению спина легких кварков J_l соответствует пара вырожденных адронных состояний с суммарным значением спина $J = J_l \pm 1/2$. В качестве характерного примера следует привести экспериментальные значения разности масс векторных и псевдоскалярных состояний, содержащих очарованный $m_{D^*} - m_D \simeq 142$ МэВ и прелестный $m_{B^*} - m_B \simeq 46$ МэВ кварк. Очевидно, что эффект расщепления масс тяжелых адронов достаточно мал и имеет порядок $1/m_Q$. Флэйворная симметрия предсказывает, что разность масс адронов с различными квантовыми числами легких степеней свободы в c - и b -адронах приблизительно совпадает. Например, в силу данной симметрии можно ожидать выполнения следующих массовых формул: $m_{B_s} - m_B \simeq m_{D_s} - m_D \simeq 100$ МэВ, $m_{B_1} - m_B \simeq m_{D_1} - m_D \simeq 555$ МэВ и т.д. Первая массовая формула в 1993 г. получила восхитительное экспериментальное подтверждение. Группой ALEPH на LEP [16] впервые была измерена масса B_s -мезона: $m_{B_s} = (5,368 \pm 0,005)$ ГэВ, что находится в хорошем согласии с симметрией Изгура — Вайзе: $m_{B_s}^{\text{theor}} \simeq 5,379$ ГэВ.

Важным динамическим следствием симметрии Изгура — Вайзе явились групповые соотношения между релятивистскими формфакторами слабых распадов тяжелых адронов [28,29], [40,41]. В соответствии со спин-флэйворной симметрией при описании динамики перехода $H(Qq) \rightarrow H'(Q'q)$ происходит факторизация соответствующего матричного элемента, т.е. амплитуда $H \rightarrow H'$ перехода представляет собой произведение амплитуд перехода тяжелых $Q \rightarrow Q'$ и легких кварков. Переход одного тяжелого кварка в другой описывается матричным элементом оператора тока $J = \bar{Q}' \Gamma Q$. С помощью групповых $SU_L(2) \times SU_R(2)$ соотношений было показано [28], что формфакторы слабых распадов тяжелых мезонов типа $B \rightarrow Dlv$ описываются универсальной функцией $\xi(\omega)$ (где ω — скалярное произведение 4-скоростей начального и конечного адронов). Этот результат был получен

для случая, когда тяжелый кварк выступает как статический источник цветового поля. Обобщение этого метода на случай движущихся тяжелых кварков предложено в работе [29]. При этом использовался тот факт, что амплитуда легких степеней свободы не зависит от массы тяжелого кварка m_Q при $m_Q \rightarrow \infty$, в то время как отношение p_Q^H/m_Q строго фиксировано. Однако все эти исследования проводились при условии малых, по сравнению с m_Q , 4-импульсов легких степеней свободы.

В работе [45] рассматривается возможность нарушения универсальности функции $\xi(\omega)$ при нарушении симметрии тяжелых кварков. Анализ проводится в рамках партонной модели при больших переданных импульсах. В этом подходе структура мезона H_i описывается парой валентных кварков: тяжелым кварком Q_i и легким антикварком \bar{q} . Причем связь между легкими степенями свободы и тяжелыми кварками осуществляется только через функцию распределения, связывающую квантовые числа кварков с квантовыми числами адрона.

Рассматриваются две возможности нарушения симметрии:

- 1) импульс легких степеней свободы зависит от массы тяжелого кварка m_Q , тогда как другие постоянные величины имеют порядок $\Lambda_{\text{КХД}}$ при $m_Q \rightarrow \infty$;
- 2) взаимодействие между тяжелыми и легкими кварками, вызванное большим импульсом p_T в функции Φ_i , имеет радиус действия порядка m_Q^{-1} и исчезает при $m_Q \rightarrow \infty$ (хромоманнитное взаимодействие).

Анализ обоих случаев показал, что соотношения, полученные для слабых формфакторов тяжелых мезонов, выполняются по всей кинематической области $b \rightarrow c$, а также $b \rightarrow u$, $c \rightarrow s$ и $c \rightarrow d$ переходов. К сожалению, не удастся получить явный вид функции Изгура — Вайзе, используя только спин-флэйворную симметрию. Известно лишь, что функция $\xi(\omega)$ должна быть нормирована на единицу при максимальном переданном импульсе, т.е. при условии $v = v'$, $vv' = 1$ [28]:

$$\xi(\omega = 1) = 1. \quad (20)$$

Получено также верхнее ограничение (бьеркеновский предел) на $\xi(\omega)$ [31,46]:

$$\xi(\omega) \leq \sqrt{\frac{2}{1+\omega}}. \quad (21)$$

Любые другие предсказания относительно этой функции являются модельно-зависимыми.

Явный вид функции Изгура — Вайзе получен методом правил сумм КХД [47] на основе вычислений трехточечной функции Грина $T(p, p')$. Массы начального (M) и конечного (M') мезонов были представлены в виде $M = m_b + \bar{\Lambda}$ и $M' = m_c + \bar{\Lambda}$, где параметр $\bar{\Lambda}$ имеет смысл энергии связи. Соответственно импульсы начального (P) и конечного (P') состояния выражаются через 4-скорости адронов следующим образом:

$$P^\mu = (m_Q + \bar{\Lambda}) v^\mu, \quad P'^\mu = (m_{Q'} + \bar{\Lambda}) v'^\mu. \quad (22)$$

Пропагатор легкого кварка содержит как пертурбативный, так и непертурбативный вклады. Непертурбативный вклад определялся с помощью нелокального кваркового конденсата. Используя правила сумм для вершинной функции, получили следующий вид функции Изгура — Вайзе:

$$\xi(\omega) \approx \exp(-0,37 \sqrt{\omega^2 - 1}). \quad (23)$$

Основная идея работы [48] состоит в том, что аргумент универсальной функции $\xi(\omega)$ может изменяться во всей кинематической области не только при изменении q^2 , но и при варьировании отношения масс тяжелых мезонов. Следовательно, если известен адронный формфактор при $q^2 = 0$ для произвольных масс, можно получить явный вид функции Изгура — Вайзе. В этом случае формфакторы при максимальной передаче определяются соответствующими интегралами перекрытия мезонных волновых функций в системе бесконечного импульса

$$\langle M_2 | f(u) | M_1 \rangle = \int_0^1 du \phi_{M_2}^*(u) f(u) \phi_{M_1}(u), \quad (24)$$

где $u = k/p_T$ — отношение (бесконечного) мезонного импульса и переданного импульса p_T . В работе [48] интеграл (24) оценивался в рамках релятивистской осцилляторной модели, предложенной Бауэром, Стехом и Вирбелом [49].

Используя основное состояние релятивистского скалярного гармонического осциллятора

$$\phi_M(u) = N_M \sqrt{u(u-1)} \exp \left\{ -\frac{M^2}{2\omega^2} \left(1 - u - \frac{\alpha}{M} \right)^2 \right\}, \quad (25)$$

где константа N_M определяется из условия нормировки волновой функции мезона $\langle M | M \rangle = 1$, параметр ω^2 представляет собой усредненный квадрат переданного импульса $\omega^2 = \langle p_T^2 \rangle$, а величина

$$\alpha = M - m_Q^{\text{const}} + O \left(\frac{1}{m_Q} \right) \quad (26)$$

определяет разность между мезонной массой и эффективной конституентной массой тяжелого кварка, авторы в работе [49] получили следующее выражение для функции Изгура — Вайзе:

$$\xi(\omega) = \frac{2}{\omega + 1} \exp \left[- (2\rho^2 - 1) \frac{\omega - 1}{\omega + 1} \right], \quad \rho \simeq 1. \quad (27)$$

Функция Изгура — Вайзе получена также в модели конфайнмированных кварков — релятивистской кварковой модели, основанной на определенных предположениях об адронизации и конфайнменте легких кварков [50]:

$$\xi_{\text{МКК}}(\omega) = 0,4 \Phi(\omega) + \frac{1,2}{1 + \omega}, \quad (28)$$

где

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - 1}} \ln(\omega + \sqrt{\omega^2 - 1}). \quad (29)$$

Амплитуды полулептонных распадов барионов имеют более сложную спиновую структуру, чем амплитуды аналогичных процессов с участием тяжелых мезонов. В работе Изгура и Вайзе [40] впервые были получены модельно-независимые соотношения между формфакторами барионов, описывающие переходы $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$ и $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2}$. Показано, что в пределе Изгура — Вайзе формфакторы тяжелых барионов удовлетворяют групповым соотношениям и выражаются через три неизвестные универсальные функции: $\zeta(\omega)$, $\eta(\omega)$ и $\iota(\omega)$ [38].

В этом подходе матричный элемент полулептонных распадов тяжелых адронов определяется токами

$$\mathcal{V}_v^{ji} \equiv \bar{Q}^j \gamma_v Q_i; \quad \mathcal{A}_v^{ji} \equiv \bar{Q}^j \gamma_v \gamma_5 Q_i, \quad (30)$$

которые связаны с обычными слабыми токами

$$V_v^{ji} \equiv \bar{Q}^j \gamma_v Q^i; \quad A_v^{ji} \equiv \bar{Q}^j \gamma_v \gamma_5 Q^i \quad (31)$$

соотношением

$$J_v^{ij} = C_{ji} J_v^{ji} + \dots \quad (32)$$

Заметим, что в главном логарифмическом приближении коэффициентные функции C_{ji} зависят от скалярного произведения 4-скоростей начального и конечного адронов следующим образом:

$$C_{ji}(\omega) = \left[\frac{\alpha_s(m_i)}{\alpha_s(m_j)} \right]^{a_I} \left[\frac{\alpha_s(m_j)}{\alpha_s(\mu)} \right]^{a_L}. \quad (33)$$

В конкретном случае $b \rightarrow c$ переходов $a_j = -6/25$, $a_L = 8/27 [\omega r(\omega) - 1]$, где

$$r(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - 1}} \ln(\omega + \sqrt{\omega^2 - 1}). \quad (34)$$

Так, например, наиболее удобная параметризация матричного элемента тока J_μ^{ji} для полулептонного распада $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2} + l + \nu_l$ имеет следующий вид:

$$M_{\text{inv}, \mu}^{ji}(v, v') = \langle B_{Q_j}(v', s') | J_\mu^{ji} | B_{Q_i}(v, s) \rangle = \bar{u}(v', s') \Gamma_\mu^{ji} u(v, s), \quad (35)$$

где для векторного тока

$$\Gamma_\mu^{ji} = F_1^{ji}(\omega) \gamma_\mu + F_2^{ji}(\omega) v_\mu + F_3^{ji}(\omega) v'_\mu, \quad (36)$$

для аксиального тока

$$\Gamma_\mu^{ji} = G_1^{ji}(\omega) \gamma_\mu \gamma_5 + G_2^{ji}(\omega) v_\mu \gamma_5 + G_3^{ji}(\omega) v'_\mu \gamma_5. \quad (37)$$

Оказалось [38], что в распаде $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c e \nu$ только два формфактора F_1 и G_1 не обращаются в ноль в пределе $m_Q \rightarrow \infty$. Причем оба формфактора совпадают и выражаются через функцию $\zeta(\omega)$:

$$F_1^{ji}(\omega) = G_1^{ji}(\omega) \equiv C^{ji}(\omega) \zeta(\omega), \quad (38)$$

а соответствующий матричный элемент имеет вид

$$M_{\text{inv}, \mu}^{ji}(v, v') = C^{ji}(\omega) \zeta(\omega) \bar{u}(v') \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(v). \quad (39)$$

Для распадов $\Omega_b(\Sigma_b) \rightarrow \Omega_c(\Sigma_c) e \nu$ и $\Omega_b(\Sigma_b) \rightarrow \Omega_c^*(\Sigma_c^*) e \nu$ соотношения между формфакторами носят более сложный характер. Тем не менее все формфакторы можно выразить через две функции: $\eta(\omega)$ и $\zeta(\omega)$. Интерпретация результатов Изгура и Вайзе с использованием тензорного формализма для описания симметричных свойств волновых функций барионов была дана Джорджи [41]. В работе [51] для полулептонных распадов Ω_b барионов $\Omega_b \rightarrow \Omega_c(\Omega_c^*) l \nu_l$ в пределе Изгура — Вайзе были получены правила сумм Бьеркена, которые позволяют дать модельно-независимые ограничения на поведение барионных формфакторов. В работе [35] в рамках HQET рассматривались полулептонные распады тяжелых барионов и их эксклюзивное рождение в результате реакции e^+e^- -аннигиляции. Используя лагранжиан HQET (14), найдены соотношения между полулептонными форм-

факторами прелестных барионов с учетом $1/m_Q$ -поправок [52—54]. Оказалось, что формфакторы, определяющие распад $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c e\nu$, выражаются через аксиальный формфактор $G_1(\omega)$ [52,53]. Нелептонные распады тяжелых барионов с позиций эффективной теории рассматривались в работе [38]. Показано, что симметрия Изгура — Вайзе позволяет связать матричные элементы распадов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c D_s$ и $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c D_s^*$. Явный вид формфакторов полулептонных распадов прелестных барионов был получен методом правил сумм КХД [66].

Достаточно подробно рассматривались эксклюзивные полулептонные распады тяжелых барионов в рамках спектаторной кварковой модели [55—64]. В этом подходе при построении барионных волновых функций учитывался тот факт, что в пределе бесконечно большой массы тяжелого кварка спины тяжелых и легких степеней свободы «развязываются». В результате происходит факторизация вкладов тяжелых и легких кварков в волновую функцию бариона $B_{\alpha\beta\gamma}$, которая строится в виде прямого произведения волновых функций свободных кварков

$$B_{\alpha\beta\gamma} = \Psi_\alpha \Psi_\beta \Psi_\gamma \quad (40)$$

и подчиняется уравнению Дирака

$$\left(\frac{\not{p}}{m_Q} - 1 \right)_\alpha^{\alpha'} B_{\alpha'\beta\gamma} = 0. \quad (41)$$

В предположении, что скорости тяжелых кварков и тяжелых барионов являются равными: $p_Q/m_Q = P/M$, показано, что волновая функция тяжелого бариона подчиняется также и уравнению Баргмана — Вигнера

$$(\not{P} - M)_\alpha^{\alpha'} B_{\alpha'\beta\gamma} = 0. \quad (42)$$

Исходя из принципов симметрии и учитывая уравнения Баргмана — Вигнера, построены барионные волновые функции. Матричные элементы переходов $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$, $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2}$ и $\frac{3^+}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2}$ записывались в терминах тензорной функции $L_{\mu\nu}$, которая определяется универсальными функциями эффективной теории $\zeta(\omega)$, $\eta(\omega)$ и $\iota(\omega)$.

В соответствии с результатами, полученными в эффективной теории тяжелых кварков [40], матричный элемент распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ в спектаторной кварковой модели описывается [55] единственной универсальной функцией $F_\Lambda(\omega)$, тогда как переходы $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c$, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c^*$ определяются двумя независимыми формфакторами F_L и F_T . Однако спектаторная кварковая мо-

дель не позволяет найти явный вид функций F_Λ , F_L и F_T . Импульсная зависимость адронных формфакторов моделировалась в соответствии с правилами степенного счета КХД [65], т.е. зависимость барионных формфакторов от квадрата переданного импульса q^2 выбиралась в виде

$$F(q^2) = F(0) \left(\frac{m_{FF}^2}{m_{FF}^2 - q^2} \right)^n, \quad (43)$$

где n варьируется в интервале от 2 до 4 в зависимости от сорта формфактора согласно правилам степенного счета [65], m_{FF} — масса соответствующего наилегчайшего резонанса в векторном канале с определенной структурой аромата. Либо это B_c^* (6,34 ГэВ)-мезон, если рассматривается слабый распад прелестного бариона с изменением аромата $b \rightarrow c$, либо D_s^* (2,11 ГэВ)-мезон, если речь идет о распаде с изменением аромата $c \rightarrow s$ и т.д. В спектаторной кварковой модели детально описаны полулептонные распады очарованных [58] и прелестных барионов [59] (ширины распадов, дифференциальные распределения и лептонные спектры), нелептонные распады очарованных барионов [61]. В связи с планируемыми экспериментами особо следует отметить работу [62], в которой даны предсказания для поляризационных эффектов в полулептонных распадах Λ_c^- и Λ_b^- -барионов.

Полулептонные распады тяжелых барионов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c e \nu$ и $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c e \nu$ рассматривались также в нерелятивистской кварковой модели [67]. Были вычислены ширины распадов и дифференциальные распределения.

Распаду $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c e \nu$ посвящены также работы [68,69], в которых расчеты проводились в рамках кварковых моделей, в основе которых лежит представление о барионе как о связанном состоянии, состоящем из кварка и дикварка. При этом в качестве волновых функций барионов брались волновые функции в так называемой *системе бесконечного импульса*. Различие подходов состояло в том, в работе [68] использовался формализм Дрелла — Яна [70], а в работе [69] в конкретных расчетах использовались волновые функции модели Байера — Вирбела — Стеха [49].

В данной работе проводится анализ полулептонных распадов тяжелых барионов в рамках модели конфайнированных кварков (МКК) [71—83] — релятивистской кварковой модели с учетом конфайнмента легких кварков. МКК первоначально была предложена как инструмент для изучения свойств легких адронов [71—78]. Несколько лет назад было сделано обобщение модели на физику адронов, содержащих тяжелый кварк (b или c)

[50], [79—81]. Были описаны полулептонные распады очарованных и прелестных адронов (как мезонов, так и барионов).

В предлагаемом обзоре мы сконцентрируем свое внимание на барионной физике. Будут вычислены формфакторы полулептонных распадов тяжелых барионов с изменением аромата $b \rightarrow c$, $b \rightarrow u$, $c \rightarrow s$ и $c \rightarrow d$ в пределе бесконечно больших масс тяжелых кварков (пределе Изгура — Вайзе). Для полулептонных распадов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$ и $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c l \bar{\nu}_l$ вычислены $1/m_Q$ -поправки к лидирующему порядку асимптотического разложения. Полученные результаты согласуются с теоремой Адемолло — Гатто [84]. Функция Изгура — Вайзе распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$ используется в детальном анализе наблюдаемых характеристик каскадного распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c [\rightarrow \Lambda_s \pi] + W [\rightarrow l\nu_l]$: ширин распадов, дифференциальных распределений $d\Gamma/d\omega$, лептонных спектров $d\Gamma/dE_l$ и параметров асимметрии. Полученные результаты приводятся в сравнении с результатами других моделей.

2. КИНЕМАТИКА И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ТЯЖЕЛЫХ БАРИОНОВ

Ниже обсудим кинематику и динамические характеристики полулептонных распадов тяжелых барионов $B_i(p) \rightarrow B_f(p') + l(k_1) + \bar{\nu}_l(k_2)$, сопровождающиеся изменением аромата $i \rightarrow j$. Полный момент лептонной пары равен $q = k_1 + k_2$. В дальнейшем рассмотрении массой электрона будем пренебрегать. Массы барионов в начальном и конечном состояниях будем обозначать символами M_{B_i} и M_{B_j} соответственно. Для масс тяжелых кварков введем обозначения: m_Q , $Q = (b, c)$. Символом $\bar{\Lambda}$ обозначим величину энергии связи, т.е. разность масс тяжелого бариона и тяжелого кварка, входящего в его состав: $\bar{\Lambda} = M_{B_Q} - m_Q$. Соответствующий инвариантный матричный элемент записывается в стандартном виде

$$M(B_i \rightarrow B_f l \bar{\nu}_l) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{if} l^\mu(q) J_\mu(\nu, \nu'), \quad (44)$$

где $G_F \simeq 1,166 \text{ ГэВ}^{-2}$ — константа Ферми, $l^\mu = \bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_l$ — лептонный ток, $J_\mu(\nu, \nu')$ — слабый адронный ток, V_{if} — соответствующий матричный элемент матрицы Кобаяши — Маскава, ν и ν' — 4-скорости тяжелых барионов в начальном и конечном состояниях соответственно.

Будем исходить из гипотезы о левой структуре (левой киральности) слабого заряженного кваркового тока (т.е. перехода $i \rightarrow f$) в полном соответствии с предсказанием стандартной модели электрослабых взаимодействий, т.е. слабую спиновую матрицу будем выбирать в виде

$$O_{\mu} = \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5), \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & -I \\ -I & 0 \end{pmatrix}. \quad (45)$$

В случае заряженных кварковых токов, состоящих из полей тяжелых и легких кварков, данная гипотеза стандартной модели получила убедительное подтверждение. Для перехода $b \rightarrow c$ этот вопрос остается открытым. Детальный анализ чувствительности поляризационных характеристик полулептонного распада $B \rightarrow D^* l \nu$ к знаку киральности $b \rightarrow c$ перехода был выполнен в работе [85]. Для этой цели группа симметрии стандартной модели была расширена до группы $SU_L(2) \times SU_R(2) \times U_Y(1)$, т.е. в теорию был введен правый W -бозон. Показано, что не исключена возможность смешивания левого и правого кваркового токов, причем вклад правокирального перехода $b \rightarrow c$ может быть очень существенным. При этом экспериментальное изучение полулептонного распада B -мезона $B \rightarrow D^* l \nu$ не привело к решению этой проблемы. В этой связи возлагаются большие надежды на теоретические и экспериментальные исследования аналогичного распада в секторе тяжелых барионов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu$. Мы предполагаем провести анализ киральности перехода $b \rightarrow c$ в полулептонном распаде прелестного бариона в ближайшем будущем. В данной работе ограничимся выбором левой киральности $b \rightarrow c$ перехода.

Слабые адронные токи $J_{\mu}(v, v')$ представляют собой линейные комбинации релятивистских формфакторов, зависящих от кинематической переменной ω :

$$\omega = \frac{pp'}{M_i M_f} = \frac{M_i^2 + M_f^2 - q^2}{2M_i M_f}. \quad (46)$$

Для параметризации $J_{\mu}(v, v')$ будем использовать параметризацию, принятую в эффективной теории тяжелого кварка [40,41].

Переход $B_i \rightarrow B_f$.

$$\begin{aligned} J_{\mu}(v, v') &= \bar{u}_f(v') \Lambda_{\mu}(v, v') u_i(v), \\ \Lambda_{\mu}(v, v') &= F_1(\omega) \gamma_{\mu} + F_2(\omega) v_{\mu} + F_3(\omega) v'_{\mu} + \\ &+ G_1(\omega) \gamma_{\mu} \gamma_5 + G_2(\omega) v_{\mu} \gamma_5 + G_3(\omega) v'_{\mu} \gamma_5. \end{aligned} \quad (47)$$

Переход $B_i \rightarrow B_f^*$.

$$J_\mu(v, v') = \bar{B}_f^{*\alpha}(v') \Lambda_{\mu\alpha}(v, v') B_f(v),$$

$$\Lambda_{\mu\alpha}(v, v') = \gamma_\mu v_\alpha [K_1(\omega) + \gamma_5 N_1(\omega)] + v_\mu v_\alpha [K_2(\omega) + \gamma_5 N_2(\omega)] +$$

$$+ v'_\mu v'_\alpha [K_3(\omega) + \gamma_5 N_3(\omega)] + g_{\mu\alpha} [K_4(\omega) + \gamma_5 N_4(\omega)]. \quad (48)$$

В пределе Изгура — Вайзе формфакторы полулептонных $b \rightarrow c$ распадов тяжелых барионов удовлетворяют групповым соотношениям [40].

Переход $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$.

$$F_1(\omega) = G_1(\omega) = \zeta(\omega), \quad F_2(\omega) = F_3(\omega) = G_2(\omega) = G_3(\omega) \equiv 0. \quad (49)$$

Функция $\zeta(\omega)$ удовлетворяет условию нормировки $\zeta(1) = 1$. Она также носит название барионной функции Изгура — Вайзе (или функции Изгура — Вайзе распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \sqrt{l}$). Важно знать наклон этой функции в точке $\omega = 1$, который обычно характеризуется среднеквадратичным радиусом ρ :

$$\zeta(\omega) = 1 - \rho^2(\omega - 1) + \dots \quad (50)$$

Переход $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c (\Sigma_c^*)$.

$$F_1(\omega) = G_1(\omega) = -\frac{\omega + 1}{\sqrt{3}} N_1(\omega) + \frac{1}{2\sqrt{3}} N_4(\omega) =$$

$$= -\frac{\omega - 1}{\sqrt{3}} K_1(\omega) + \frac{1}{2\sqrt{3}} K_4(\omega) = -\frac{1}{6} [2\omega \eta + (\omega - 1) \iota],$$

$$F_2(\omega) = F_3(\omega) = \frac{2}{\sqrt{3}} N_1(\omega) = \frac{2}{3} \eta, \quad (51)$$

$$G_2(\omega) = -G_3(\omega) = \frac{2}{\sqrt{3}} K_1(\omega) = \frac{2}{3} [\eta + \iota],$$

$$N_2(\omega) = K_2(\omega) \equiv 0, \quad N_i(\omega) = -K_i(\omega), \quad i = 3, 4;$$

$$F_2(\omega) - G_2(\omega) = -\frac{2}{\sqrt{3}} N_3(\omega).$$

В работе [51] были получены модельно-независимые ограничения (правила сумм Бьеркена) на выбор формфакторов полулептонных распадов Ω_b бариона, который, как известно, эквивалентен Σ_b -бариону, т.к. имеет в своем составе пару легких кварков с идентичными квантовыми числами. Так, если ввести комбинации функций $\eta(\omega)$ и $\iota(\omega)$:

$$\xi_1 = \eta - \frac{\omega - 1}{2} \iota, \quad \xi_2 = -\frac{1}{2} \iota, \quad (52)$$

то для функций $\xi_1(\omega)$ и $\xi_2(\omega)$ правила сумм дают следующие ограничения сверху:

$$1 \geq \frac{2 + \omega^2}{3} |\xi_1|^2 + \frac{(\omega^2 - 1)^2}{3} |\xi_2|^2 + \frac{\omega - \omega^3}{3} (\xi_1 \xi_2^* + \xi_2 \xi_1^*). \quad (53)$$

Кроме того, для радиуса ρ_1 формфактора ξ_1 также возникает ограничение:

$$\rho_1^2 \geq \frac{1}{3} - \frac{2}{2} \xi_2(1). \quad (54)$$

В работе [52] в рамках HQET были найдены $1/m_Q$ поправки к формфакторам полулептонного распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \nu_\ell$. В частности, было показано, что пять формфакторов ($F_{i=1,2,3}$, $G_{i=2,3}$) можно выразить через один формфактор G_1 и размерный параметр $\bar{\Lambda} = M_{\Lambda_b} - m_b = M_{\Lambda_c} - m_c$:

$$\begin{aligned} F_1(\omega) &= G_1(\omega) \left[1 + \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_c} \right) \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega} \right], \\ F_2(\omega) &= G_2(\omega) = -G_1(\omega) \frac{1}{m_c} \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega}, \\ F_3(\omega) &= -G_3(\omega) = -G_1(\omega) \frac{1}{m_b} \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega}. \end{aligned} \quad (55)$$

Поправки $1/m_c$ к полулептонным распадам Ω_b -бариона были получены в рамках HQET в работе [54]. Если в распаде Λ_b -бариона $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \nu_\ell$ соотношения между формфакторами имеют довольно универсальный вид, то для распадов $\Omega_b \rightarrow \Omega_c \ell \nu_\ell$ и $\Omega_b \rightarrow \Omega_c^* \ell \nu_\ell$ картина совершенно иная, а именно: к двум функциям η и ι , описывающим распады Ω_b -бариона в пределе Изгура — Вайзе, требуется еще пять дополнительных функций и один размерный параметр $\bar{\Omega} = M_{\Omega_b} - m_b = M_{\Omega_c} - m_c$.

Для полулептонных распадов Λ_Q -бариона в легкие барионы в пределе Изгура — Вайзе (т.е., когда масса тяжелого кварка $m_Q \rightarrow \infty$) соответствующая вершинная часть $\Lambda_\mu(\nu, \nu')$ [35,55].

Переход $\Lambda_Q \rightarrow \Lambda_q$.

$$\begin{aligned}\Lambda_\mu(v, v') &= L(v, v') \gamma_\mu (1 + \gamma_5), \\ L(v, v') &= \zeta_1(\omega) + \not{v} \zeta_2(\omega).\end{aligned}\quad (56)$$

В пределе, когда масса легкого кварка $m_q \rightarrow \infty$, мы должны получить вершинную часть для $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ переходов, поэтому при $m_q \rightarrow \infty$ формфактор $\zeta_2(\omega) \rightarrow 0$, а $\zeta_1(\omega) \rightarrow \zeta(\omega)$. Это означает, что $\zeta_2(\omega) \propto 1/m_q$, а функция $\zeta_1(\omega)$ связана с функцией Изгура — Вайзе $\zeta(\omega)$ соотношением $\zeta_1(\omega) = \zeta(\omega) + O(1/m_q)$.

Наблюдаемые характеристики полулептонных распадов (ширины распадов, дифференциальные распределения, лептонные спектры и параметры асимметрии) из соображений удобства будем определять в терминах так называемых *спиральных амплитуд* $H_{\lambda_f \lambda_w}^\Gamma$ [59,62,67,69], где λ_f — спиральность бариона в конечном состоянии, а λ_w — спиральность слабого W -бозона, находящегося вне массовой поверхности. Спиральные амплитуды связаны с определенными выше формфакторами полулептонных распадов линейными соотношениями [59,62]. В данной работе ограничимся рассмотрением наблюдаемых в распаде Λ_b -бариона $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c [\rightarrow \Lambda_s \pi] + W [\rightarrow l\nu_l]$. В этом случае спиральные амплитуды $H_{\lambda_f \lambda_w}^\Gamma$ выражаются через формфакторы F_i и G_i , $i = 1, 2, 3$, следующим образом [62,69]:

$$\begin{aligned}H_{\pm \frac{1}{2} 0}^V &= \sqrt{\frac{\omega - 1}{\omega_{\max} - \omega}} [(M_{\Lambda_b} + M_{\Lambda_c}) F_1(\omega) + \\ &+ M_{\Lambda_c}(\omega + 1) F_2(\omega) + M_{\Lambda_b}(\omega + 1) F_3(\omega)], \\ H_{\pm \frac{1}{2} 0}^A &= \pm \sqrt{\frac{\omega + 1}{\omega_{\max} + \omega}} [(M_{\Lambda_b} - M_{\Lambda_c}) G_1(\omega) - \\ &- M_{\Lambda_c}(\omega - 1) G_2(\omega) - M_{\Lambda_b}(\omega - 1) G_3(\omega)], \\ H_{\pm \frac{1}{2} 1}^V &= -2 \sqrt{M_{\Lambda_b} M_{\Lambda_c}(\omega - 1)} F_1(\omega), \\ H_{\pm \frac{1}{2} 1}^A &= \pm 2 \sqrt{M_{\Lambda_b} M_{\Lambda_c}(\omega + 1)} G_1(\omega),\end{aligned}$$

где

$$\omega_{\max} = \frac{M_{\Lambda_b}^2 + M_{\Lambda_c}^2}{2M_{\Lambda_b} M_{\Lambda_c}}.$$

Ширины полулептонных распадов вычисляются согласно формуле

$$\Gamma = \int_1^{\omega_{\max}} d\omega \frac{d\Gamma}{d\omega},$$

$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{d\Gamma_{T_+}}{d\omega} + \frac{d\Gamma_{T_-}}{d\omega} + \frac{d\Gamma_{L_+}}{d\omega} + \frac{d\Gamma_{L_-}}{d\omega}, \quad (57)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma_{T_{\pm}}}{d\omega} &= \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{bc}|^2 \frac{M_{\Lambda_c}^3}{6} (\omega_{\max} - \omega) \sqrt{\omega^2 - 1} \left| H_{\pm \frac{1}{2} \pm 1} \right|^2, \\ \frac{d\Gamma_{L_{\pm}}}{d\omega} &= \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{bc}|^2 \frac{M_{\Lambda_c}^3}{6} (\omega_{\max} - \omega) \sqrt{\omega^2 - 1} \left| H_{\pm \frac{1}{2} 0} \right|^2, \end{aligned} \quad (58)$$

где $H_{\lambda_f \lambda_w} = H_{\lambda_f \lambda_w}^V - H_{\lambda_f \lambda_w}^A$.

Дифференциальное распределение $d\Gamma/dE_l$ (или лептонный E_l -спектр), где E_l — энергия заряженного лептона, вычисляется согласно формуле

$$\frac{d\Gamma}{dE_l} = \frac{d\Gamma_{T_+}}{dE_l} + \frac{d\Gamma_{T_-}}{dE_l} + \frac{d\Gamma_{L_+}}{dE_l} + \frac{d\Gamma_{L_-}}{dE_l}. \quad (59)$$

Выражения для парциальных лептонных спектров имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma_{T_{\pm}}}{dE_l} &= \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{bc}|^2 \frac{M_{\Lambda_c}^2}{8} \int_{\omega_{\min}(E_l)}^{\omega_{\max}} d\omega (\omega_{\max} - \omega) \times \\ &\times (1 \pm \cos \Theta)^2 \left| H_{\pm \frac{1}{2} \pm 1} \right|^2, \end{aligned}$$

$$\frac{d\Gamma_{L_{\pm}}}{dE_l^{\pm}} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{bc}|^2 \frac{M_{\Lambda_c}^2}{4} \int_{\omega_{\min}(E_l)}^{\omega_{\max}} d\omega (\omega_{\max} - \omega) \times$$

$$\times (1 - \cos^2 \Theta)^2 \left| H_{\pm \frac{1}{2} 0} \right|^2. \quad (60)$$

Здесь Θ — полярный угол между Λ_c -барионом и заряженным лептоном l в (lv_l) -системе центра масс. Энергия заряженного лептона и $\cos \Theta$ связаны стандартным соотношением

$$\cos \Theta = \frac{E_l^{\max} - 2E_l + M_{\Lambda_c} (\omega_{\max} - \omega)}{M_{\Lambda_c} \sqrt{\omega^2 - 1}}, \quad E_l^{\max} = \frac{M_{\Lambda_b}^2 - M_{\Lambda_c}^2}{2M_{\Lambda_b}}, \quad (61)$$

$$\omega_{\min}(E_l) = \omega_{\max} - 2 \frac{E_l (E_l^{\max} - E_l)}{M_{\Lambda_c} (M_{\Lambda_b} - 2E_l)}. \quad (62)$$

Отметим, что поляризационные эффекты в слабых распадах обусловлены нетривиальной спиновой структурой конечных состояний (продуктов распада). В силу данного обстоятельства соответствующие матрицы плотности $\rho_{\lambda_f \lambda_w; \lambda_f' \lambda_w'} = H_{\lambda_f \lambda_w} H_{\lambda_f' \lambda_w'}^*$ имеют нетривиальный вид. Матрица плотности, как мы знаем, играет важную роль в квантовой физике смешанных состояний, т.к. позволяет вычислить среднее значение любой физической величины, характеризующей систему (в том числе и состояние поляризации). Хорошими анализаторами структуры матрицы плотности $\rho_{\lambda_f \lambda_w; \lambda_f' \lambda_w'}$ являются угловые распределения продуктов распада W -бозона и конечного бариона. Динамика распада W -бозона $W \rightarrow lv_l$ хорошо определена в стандартной модели электрослабых взаимодействий и поэтому данный процесс имеет 100% анализирующую способность. С другой стороны, нелептонные распады очарованного Λ_c -бариона $\Lambda_c \rightarrow \Lambda_s \pi$ к настоящему времени вполне хорошо экспериментально изучены [18,20,86]. В частности, измерены параметры асимметрии в распадах Λ_c -бариона. Как правильно замечено в работе Кёрнера и Крёмера [62], в принципе в качестве «нелептонного анализатора» полулептонных распадов может быть использован распад не только с псевдоскалярным мезоном в конечном состоянии, но и с векторным мезоном.

Например, кандидатом на эту роль может служить нелептонный распад $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda_s \rho^+$. В данной работе при исследовании поляризационных харак-

теристик слабых распадов тяжелых барионов мы ограничимся нелептонным распадом $\Lambda_c \rightarrow \Lambda_s \pi$.

Приступим к обсуждению поляризационных характеристик в слабом двухкаскадном распаде $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c [\rightarrow \Lambda_s \pi] + W [\rightarrow l \nu_l]$. Вначале рассмотрим распад неполяризованного Λ_b -бариона. Соответствующее 4-мерное угловое распределение имеет вид [62]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\omega d \cos \Theta d\chi d \cos \Theta_\Lambda} = & \text{Br} (\Lambda_c \rightarrow \Lambda_s + \pi) \frac{G_F^2}{2\pi^4} |V_{bc}|^2 \frac{M_{\Lambda_c}^2}{12} \times \\ & \times (\omega_{\max} - \omega) \sqrt{\omega^2 - 1} \left(\frac{3}{8} (1 \pm \cos \Theta)^2 |H_{1/2 1}|^2 (1 + \alpha_\Lambda \cos \Theta_\Lambda) + \right. \\ & \quad \left. + \frac{3}{8} (1 \mp \cos \Theta)^2 |H_{-1/2 -1}|^2 (1 - \alpha_\Lambda \cos \Theta_\Lambda) + \right. \\ & \quad \left. + \frac{3}{4} \sin^2 \Theta [|H_{1/2 0}|^2 (1 + \alpha_\Lambda \cos \Theta_\Lambda) + |H_{-1/2 0}|^2 (1 - \alpha_\Lambda \cos \Theta_\Lambda)] \mp \right. \\ & \quad \left. \mp \frac{3}{2\sqrt{2}} \alpha_\Lambda \cos \chi \sin \Theta \sin \Theta_\Lambda [(1 \pm \cos \Theta) \text{Re} (H_{-1/2 0} H_{1/2 1}^*) + \right. \\ & \quad \left. + (1 \mp \cos \Theta) \text{Re} (H_{1/2 0} H_{-1/2 -1}^*)] \right). \end{aligned} \quad (63)$$

Здесь Θ_Λ — полярный угол между барионами Λ_s и Λ_b в системе покоя Λ_c -бариона, χ — угол между плоскостями $(l \nu_l)$ и $(\Lambda_s \pi)$ в системе покоя Λ_b . Верхний и нижний знаки в формуле (63) отвечают конечным лептонным состояниям $\Gamma \bar{\nu}_l$ и $\Gamma^+ \nu_l$ соответственно. $\text{Br} (\Lambda_c \rightarrow \Lambda_s + \pi)$ — относительная ширина нелептонного распада $\Lambda_c \rightarrow \Lambda_s + \pi$. α_Λ — параметр асимметрии нелептонного распада $\Lambda_c \rightarrow \Lambda_s \pi$.

Вместо исследования углового распределения (63) можно также рассмотреть распределения, зависящие от одного из сферических углов, определяющих геометрию каскадного распада: Θ_Λ , Θ или χ . Так, распределение в зависимости от полярного угла: Θ_Λ получается в результате интегрирования 4-мерного распределения (63) по двум углам Θ в интервале $0 \leq \Theta \leq \pi$ и χ в интервале $0 \leq \chi \leq 2\pi$:

$$\frac{d\Gamma}{d\omega d \cos \Theta_\Lambda} \propto 1 + \alpha \alpha_\Lambda \cos \Theta_\Lambda, \quad (64)$$

где параметр асимметрии α определяется следующей формулой:

$$\alpha = \frac{|H_{1/2 1}|^2 - |H_{-1/2 -1}|^2 + |H_{1/2 0}|^2 - |H_{-1/2 0}|^2}{|H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 + |H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2}. \quad (65)$$

Чтобы получить распределение по полярному углу Θ , угловое распределение (63) проинтегрируем по полярному углу Θ_Λ в интервале $0 \leq \Theta_\Lambda \leq \pi$ и азимутальному углу χ в интервале $0 \leq \chi \leq 2\pi$:

$$\frac{d\Gamma}{d\omega d \cos \Theta} \propto 1 \pm 2\alpha' \cos \Theta + \alpha'' \cos^2 \Theta, \quad (66)$$

где параметры асимметрии α' и α'' выражаются через спиральные амплитуды следующим образом:

$$\alpha' = \frac{|H_{1/2 1}|^2 - |H_{-1/2 -1}|^2}{|H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 + 2(|H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2)}, \quad (67)$$

$$\alpha'' = \frac{|H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 - 2(|H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2)}{|H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 + 2(|H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2)}. \quad (68)$$

Распределение по азимутальному углу χ получается из (63) в результате интегрирования по полярным углам в интервалах $0 \leq \Theta_\Lambda \leq \pi$ и $0 \leq \Theta \leq \pi$:

$$\frac{d\Gamma}{d\omega d\chi} \propto 1 \mp \frac{3\pi^2}{32\sqrt{2}} \gamma \alpha_\Lambda \cos \chi, \quad (69)$$

где параметр азимутальной асимметрии γ определяется формулой

$$\gamma = \frac{2 \operatorname{Re} (H_{-1/2 0} H_{1/2 1}^* + H_{1/2 0} H_{-1/2 -1}^*)}{|H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 + |H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2}. \quad (70)$$

В связи с планируемыми в CERN экспериментами по наблюдению полуплеотонных распадов поляризованных Λ_b - и Λ_c -барионов представляется интересным теоретическое описание поляризационных характеристик в таких распадах. В этом случае матрица плотности Λ_c -бариона состоит из следующих элементов:

$$\begin{aligned} \rho_{1/2 1/2} &= |H_{1/2 1}|^2 (1 - P \cos \Theta_P) + |H_{1/2 0}|^2 (1 + P \cos \Theta_P), \\ \rho_{1/2 -1/2} &= \rho_{-1/2 1/2} = -P \sin \Theta_P \operatorname{Re} (H_{1/2 0} H_{-1/2 0}^*), \\ \rho_{-1/2 -1/2} &= |H_{-1/2 -1}|^2 (1 + P \cos \Theta_P) + |H_{-1/2 0}|^2 (1 - P \cos \Theta_P), \end{aligned} \quad (71)$$

где P — степень поляризации начального бариона Λ_b , Θ_P — полярный угол между вектором поляризации бариона Λ_b и импульсом бариона Λ_c .

Соответствующее 4-мерное угловое распределение дается формулой [62]:

$$\begin{aligned} & \frac{d\Gamma}{d\omega d \cos \Theta_P d\chi_P d \cos \Theta_\Lambda} = \\ & = \text{Br}(\Lambda_c \rightarrow \Lambda_s + \pi) \frac{G_F^2}{2\pi^4} |V_{bc}|^2 \frac{M_{\Lambda_c}^2}{24} (\omega_{\max} - \omega) \sqrt{\omega^2 - 1} \times \\ & \quad \times (|H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2 + |H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 + \\ & \quad + \alpha_\Lambda \cos \Theta_\Lambda (|H_{1/2 0}|^2 - |H_{-1/2 0}|^2 + |H_{1/2 1}|^2 - |H_{-1/2 -1}|^2) + \\ & \quad + P \cos \Theta_P (|H_{1/2 0}|^2 - |H_{-1/2 0}|^2 - |H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2) + \\ & \quad + P\alpha_\Lambda \cos \Theta_\Lambda \cos \Theta_P (|H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2 - |H_{1/2 1}|^2 - \\ & \quad - |H_{-1/2 -1}|^2) - 2P\alpha_\Lambda \sin \Theta_\Lambda \sin \Theta_P \cos \chi_P \text{Re}(H_{1/2 0} H_{-1/2 0}^*)], \quad (72) \end{aligned}$$

где Θ_Λ — полярный угол между барионами Λ_s и Λ_b в системе покоя Λ_c -бариона, $(\pi - \chi_P)$ — угол между плоскостью, образованной вектором поляризации Λ_b и импульсом W -бозона, и плоскостью (Λ_s, π) в системе покоя Λ_b .

Как и в случае распадов неполяризованных барионов, определим двумерные угловые распределения. В частности, интегрируя (72) по углам Θ_Λ и χ_P в интервалах $0 \leq \Theta_\Lambda \leq \pi$ и $0 \leq \chi_P \leq 2\pi$, получим

$$\frac{d\Gamma}{d\omega d \cos \Theta_P} \propto 1 - \alpha_P P \cos \Theta_P, \quad (73)$$

где параметр асимметрии α определяется согласно формуле

$$\alpha_P = \frac{|H_{1/2 1}|^2 - |H_{-1/2 -1}|^2 - |H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2}{|H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 + |H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2}. \quad (74)$$

Далее интегрирование распределения (72) по углам Θ_Λ и Θ_P в интервалах $0 \leq \Theta_\Lambda \leq \pi$ и $0 \leq \Theta_P \leq 2\pi$ приводит к угловому распределению в зависимости от угла χ_P :

$$\frac{d\Gamma}{d\omega d\chi_P} \propto 1 - \frac{\pi^2}{16} P \alpha_\Lambda \gamma_P \cos \chi, \quad (75)$$

где параметр азимутальной асимметрии γ_P определяется формулой

$$\gamma_P = \frac{2 \operatorname{Re} (H_{1/2 0} H_{-1/2 0}^*)}{|H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 + |H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2} \quad (76)$$

В данной работе будем вычислять средние значения параметров асимметрии, 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 $1 \leq \omega \leq \omega_{\max}$. Например, среднее значение параметра асимметрии α , характеризующего угловое распределение по углу Θ_Λ в распаде неполяризованного Λ_b -бариона, дается формулой:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\int_1^{\omega_{\max}} d\omega (\omega_{\max} - \omega) \sqrt{\omega^2 - 1} [|H_{1/2 1}|^2 - |H_{-1/2 -1}|^2 + |H_{1/2 0}|^2 - |H_{-1/2 0}|^2]}{\int_1^{\omega_{\max}} d\omega (\omega_{\max} - \omega) \sqrt{\omega^2 - 1} [|H_{1/2 1}|^2 + |H_{-1/2 -1}|^2 + |H_{1/2 0}|^2 + |H_{-1/2 0}|^2]} \quad (77)$$

и т.д. Средние значения параметров асимметрии будем обрамлять скобками $\langle \dots \rangle$.

В заключение заметим, что эффектами нарушения CP - (или T) инвариантности мы пренебрегаем, поэтому все спиральные амплитуды в нашей работе вещественны.

3. СТРУКТУРА БАРИОНОВ В МКК

Исходной точкой при описании полулептонных распадов тяжелых барионов в МКК являются лагранжианы взаимодействий барионов с кварковыми полями

$$\mathcal{L}_B(x) = g_B \bar{B}_\alpha(x) J_B^\alpha(x) + h.c., \quad (78)$$

где α , a и i — спиновые, цветовые и ароматические индексы соответственно, g_B — константа связи, J_B^α — трехкварковый ток с соответствующими квантовыми числами бариона B [71,74,75,79]:

$$J_B^\alpha(x) = R_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3}^{i_1 i_2 i_3, \alpha} q_{i_1 \alpha_1}^{a_1}(x) q_{i_2 \alpha_2}^{a_2}(x) q_{i_3 \alpha_3}^{a_3}(x) \varepsilon^{a_1 a_2 a_3}, \quad (79)$$

здесь $R_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3}^{i_1 i_2 i_3, \alpha}$ — произведение матриц спина и аромата.

Выпишем явный вид трехкварковых токов, которые потребуются в данной работе. Заметим, что для барионов с квантовыми числами $\frac{1}{2}^+$ существу-

ют два равноправных варианта трехкварковых токов, так называемые *тензорный* и *векторный* варианты (более подробно в работах [74,75,87]). Оба тока являются равноправными. В цикле работ, выполненных нашей группой (см. [71,74,75,79]), было показано, что более предпочтительным является тензорный вариант трехкваркового тока, которым мы и будем пользоваться в данной работе. В этом случае трехкварковые токи J_B для барионов $B = \Lambda_Q, \Sigma_Q, \Lambda_s, p$ и n имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} J_{\Lambda_Q} &= \varepsilon^{abc} [Q^a (u^b C \gamma^5 d^c) + \gamma^5 Q^a (u^b C d^c)], \\ J_{\Sigma_Q} &= \varepsilon^{abc} \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 Q^a (u^b C \sigma^{\mu\nu} u^c), \\ J_{\Lambda_s} &= \varepsilon^{abc} [s^a (u^b C \gamma^5 d^c) + \gamma^5 s^a (u^b C d^c)], \\ J_p &= \varepsilon^{abc} [u^a (u^b C \gamma^5 d^c) + \gamma^5 u^a (u^b C d^c)], \\ J_n &= \varepsilon^{abc} [d^a (u^b C \gamma^5 d^c) + \gamma^5 d^a (u^b C d^c)], \end{aligned} \quad (80)$$

$C = \gamma^0 \gamma^2$ — матрица зарядового сопряжения; $Q = b, c$.

В случае барионов с квантовыми числами $\frac{3^+}{2}$ существует единственный вариант трехкваркового тока. В данной работе ограничимся рассмотрением лишь тяжелых псевдовекторных барионов Σ_Q^* , которым соответствует ток вида [71,74]:

$$J_{\Sigma_Q^*}^\mu = -\varepsilon^{abc} [Q^a (u^b C \gamma^\mu d^c) - \frac{i}{2} \gamma^\nu Q^a (u^b C \sigma^{\mu\nu} d^c)]. \quad (81)$$

Полный лагранжиан, необходимый для описания полулептонных распадов тяжелых барионов, имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{full}} = \sum_B \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_{\text{weak}} + h.c., \quad (82)$$

где $\mathcal{L}_{\text{weak}}$ — стандартный лагранжиан слабого взаимодействия кварков с лептонами:

$$\mathcal{L}_{\text{weak}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} l^\mu \bar{q}_f^a V_{if} O_\mu q_i^a. \quad (83)$$

Константа связи g_B может быть вычислена из так называемого условия *связности* [71], которое означает, что константа перенормировки волновой функции бариона равна нулю:

$$Z_B = 1 + \frac{3g_B^2}{4\pi^2} \Pi'_B(m_B) = 0, \quad (84)$$

где Π'_B — производная массового оператора бариона, m_B — масса бариона. Следует отметить, что в нашей модели спектр масс адронов не вычисляется исходя из соответствующих уравнений на связанные состояния (например, из уравнения Бете — Солпитера), т.к. последние содержат слишком много свободных параметров (см., например, [88]). Массы адронов рассматриваются как входные параметры модели и берутся из таблиц «Particle Data Group» [86].

Физически условие связности означает, что вероятность нахождения бариона в «голом» состоянии равна нулю. Говоря другими словами, барион представляет собой связанное состояние из трех кварков. Важно отметить, что условие связности полностью эквивалентно условию нормировки электромагнитного формфактора бариона $F_{\text{em}}(q^2 = 0) = 1$, обладающего электрическим зарядом ± 1 .

Слабые распады тяжелых барионов в лидирующем порядке $1/N_c$ -разложения описываются в МКК диаграммой, изображенной на рис.1,а. Данные диаграммы не содержат ультрафиолетовых расходимостей благодаря анзацу конфайнмента для легких (u, d, s) кварков. Под анзацем конфайнмента мы предполагаем существование определенной процедуры усреднения легких кварков по вакуумным глюонным конфигурациям. На языке фейнмановских диаграмм такое усреднение может быть записано в виде интеграла произведения пропагаторов легких кварков произвольной кварковой диаграммы по комплексной мере $d\sigma_z$. Например, в случае, когда кварковая диаграмма содержит только один пропагатор легкого кварка $G_z(p)$, имеем

$$G(p) = \int d\sigma_z G_z(p) = \int d\sigma_z \frac{1}{z\Lambda_q - \not{p}} = \frac{1}{\Lambda_q} \left[a \left(-\frac{p^2}{\Lambda_q^2} \right) + \frac{\not{p}}{\Lambda_q} b \left(-\frac{p^2}{\Lambda_q^2} \right) \right]. \quad (85)$$

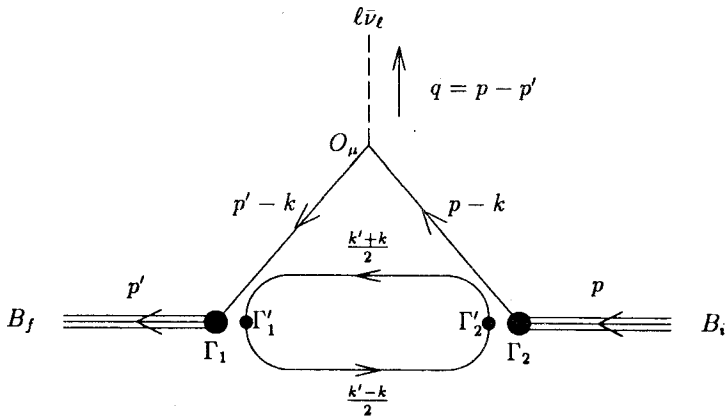
При этом конфайнмент пропагаторов, описывающих распространение легких кварков различного цвета, производится независимо.

Как известно, в эффективной теории тяжелого кварка в пределе Изгура — Вайзе [30] тяжелый кварк находится вблизи своей массовой поверхности, т.е. для тяжелого кварка наступает инфракрасный режим. Инфракрасная асимптотика одночастичной функции Грина исследована в абелевой теории (квантовая электродинамика) в целом ряде работ (см., например, [89,90]). Так называемый *инфракпропагатор* электрона имеет следующий вид:

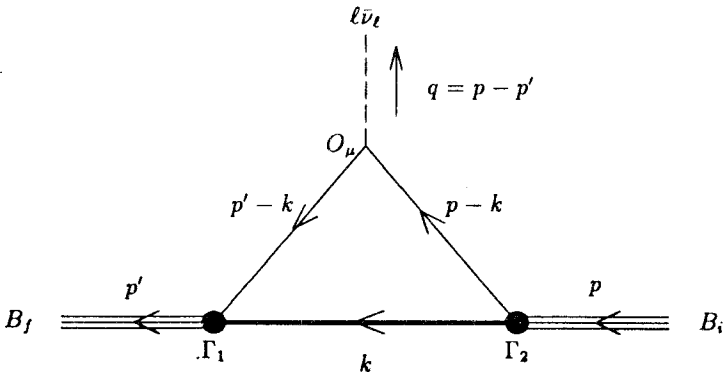
$$G(p, v) = G(p) s(p^2, v), \quad (86)$$

где $G(p)$ обозначает стандартный пропагатор свободного фермионного поля:

$$G(p) = (m - \not{p})^{-1}. \quad (87)$$



a



б

Рис.1

Функция $s(p^2, \nu)$ дается выражением

$$s(p^2, \nu) = (1 - p^2/m^2)^{-\nu}. \quad (88)$$

Здесь параметр ν связан с параметром d_p , фиксирующим калибровку, следующим соотношением:

$$\nu = (\alpha_{em}/4\pi) (3 - d_p), \quad (89)$$

α_{em} — постоянная тонкой структуры.

В работах [91,92] *инфранпропатор* абелевой теории в качестве первого приближения использовался в вычислениях мезонной функции Изгура — Вайзе. Аналогичным образом поступим и мы, а именно: пропагатор тяжелого кварка будем брать в виде

$$S_Q(p, v) = \frac{m_Q + \not{p}}{m_Q^2} \left(\frac{1}{1 - p^2/m_Q^2} \right)^{1+v}, \quad (90)$$

полагая параметр v свободным параметром. Таким образом, обобщение МКК на физику тяжелых кварков влечет за собой появление двух дополнительных параметров: энергия связи $\bar{\Lambda} = M_{B_Q} - m_{B_Q}$ и инфракрасный параметр v . Никаких экспериментальных ограничений на выбор параметра $\bar{\Lambda}$ не существует. Теоретические оценки величины энергии связи $\bar{\Lambda}$ проводились в рамках различных подходов: потенциальных моделей, правил сумм КХД и т.д. Так, исследуя коррелятор двух тяжело-легких кварковых токов в рамках эффективной теории, было получено, что $\bar{\Lambda} = (0,50 \pm 0,07)$ ГэВ [93]. В нашей модели при исследовании лептонных распадов тяжелых мезонов [92] получено ограничение на выбор параметров $\bar{\Lambda}$ и v . Показано, что наилучшее согласие с экспериментальными результатами для слабых констант f_B и f_D достигается в том случае, когда параметры $\bar{\Lambda}$ и v меняются в пределах: $0 \leq \bar{\Lambda} \leq 0,6$ МэВ, $0 \leq v \leq 1$.

В соответствии с правилами Фейнмана вершинная часть, описывающая полулептонный распад тяжелого бариона (см. рис.1,а) B_Q в тяжелый барион $B_{Q'}$ и лептонную пару $l \bar{\nu}_l$, выглядит следующим образом:

$$\Lambda_{\mu}^{QQ'}(v, v') \propto g_{B_Q} g_{B_{Q'}} \sum_{\Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma'_1 \Gamma'_2} K_{\Gamma_1 \Gamma_2} \int \frac{d^4 k}{\pi^2 i} \Gamma_1 S_Q(p' - k, v) \times \\ \times O_{\mu} S_Q(p - k, v) \Gamma_2 \int \frac{d^4 k'}{4\pi^2 i} \text{Tr} \left[\Gamma'_1 G \left(\frac{k' + k}{2} \right) \Gamma'_2 G \left(\frac{k' - k}{2} \right) \right],$$

где $K_{\Gamma_1 \Gamma_2}$ — соответствующие групповые коэффициенты.

Вершинная часть, описывающая полулептонный распад тяжелого бариона B_Q в легкий барион B_q и лептонную пару $l \bar{\nu}_l$, имеет вид

$$\Lambda_{\mu}^{Qq}(v, v') \propto g_{B_Q} g_{B_q} \sum_{\Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma'_1 \Gamma'_2} \int \frac{d^4 k}{\pi^2 i} \Gamma_1 G(p' - k) O_{\mu} S_Q(p - k, v) \Gamma_2 \times$$

$$\times \int \frac{d^4 k'}{4\pi^2 i} \text{Tr} \left[\Gamma_1' G \left(\frac{k' + k}{2} \right) \Gamma_2' G \left(\frac{k' - k}{2} \right) \right].$$

Для того, чтобы в матричных элементах не возникало ультрафиолетовых расходимостей и особенностей, связанных с рождением свободных кварков, в МКК постулируется, что функция $G(p)$ является аналитической функцией в комплексной плоскости. Функции конфайнмента $a(u)$ и $b(u)$ определяются формулами

$$a(u) = \int d\sigma_z \frac{z}{z^2 + u}, \quad b(u) = \int d\sigma_z \frac{1}{z^2 + u}. \quad (91)$$

Масштабный параметр Λ_q , имеющий размерность массы, характеризует область конфайнмента легких кварков соответствующего аромата $q = (u, d, s)$. Пренебрегая эффектами нарушения унитарной симметрии сильных взаимодействий в масштабе масс тяжелых адронов, будем исходить из универсального значения параметра Λ_q , одинакового для u -, d - и s -кварков: $\Lambda_q = \Lambda_u \equiv \Lambda_d \equiv \Lambda_s$. В работах [71—78] было показано, что физические характеристики легких адронов слабо зависят от явного вида функций $a(u)$ и $b(u)$, а зависят лишь от их интегральных характеристик. В нашей работе мы выбираем простейший набор функций $a(u)$ и $b(u)$, который использовался в цикле работ [71—76]:

$$a(u) = a_0 \exp(-u^2 - a_1 u), \quad b(u) = b_0 \exp(-u^2 + b_1 u). \quad (92)$$

Параметры a_i , b_i и Λ_q найдены из условия наилучшего описания экспериментальных данных низкоэнергетической адронной физики [71]:

$$a_0 = b_0 = 2, \quad a_1 = 1, \quad b_1 = 0,4, \quad \Lambda_q = 460 \text{ МэВ}. \quad (93)$$

Так как вычисление двухпетлевых диаграмм (рис.1,а) представляет определенные технические трудности, то в работе [75] была предложена *кварк-дикварковая аппроксимация* двухпетлевых кварковых диаграмм, описывающих формфакторы барионов. Основная идея кварк-дикварковой аппроксимации состоит в замене двухпетлевой кварковой диаграммы (рис.1,а) однопетлевой кварк-дикварковой диаграммой (рис.1,б). В соответствии с данной гипотезой вершинные части полулептонных распадов тяжелых барионов запишутся в следующем виде:

$$\Lambda_\mu^{QQ'}(v, v') \propto g_{B_Q} g_{B_{Q'}} \sum_{\Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma_1' \Gamma_2'} K_{\Gamma_1 \Gamma_2} \int \frac{d^4 k}{\pi^2 i} \times \\ \times \int d\sigma_z \Gamma_1 S_Q(p' - k, v) O_\mu S_Q(p - k, v) \Gamma_2 D_z^{\Gamma_1' \Gamma_2'}(k^2)$$

и

$$\Lambda_{\mu}^{Qq}(v, v') \propto g_B g_{Bq} \sum_{\Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma'_1 \Gamma'_2} K_{\Gamma_1 \Gamma_2} \int \frac{d^4 k}{\pi^2 i} \times \\ \times \int d\sigma_z \Gamma_1 G_z(p' - k) O_{\mu} S_Q(p - k, v) \Gamma_2 D_z^{\Gamma'_1 \Gamma'_2}(k^2),$$

где $D_z^{\Gamma'_1 \Gamma'_2}(k^2)$ — пропагатор дикварка с соответствующим значением спина:

$$D_z^{\Gamma'_1 \Gamma'_2}(k^2) = d^{\Gamma'_1 \Gamma'_2} D_z(k^2), \quad D_z(k^2) = \frac{1}{z^2 \Lambda_D^2 - k^2}. \quad (94)$$

Здесь $d^{\Gamma'_1 \Gamma'_2}$ — лоренц-структуры, диктуемые видом матриц Γ_1 и Γ_2 , а масштабный параметр Λ_D , имеющий размерность массы, характеризует область конфайнмента легких дикварков.

В конкретных вычислениях удобно определять параметры $d^{\Gamma'_1 \Gamma'_2}$ в виде

$$d^{PP} = C_{PP}, \quad d^{SS} = C_{SS}, \quad d^{VV} = C_{VV} g_{\mu\nu}, \quad d^{AA} = C_{AA} g_{\mu\nu}, \\ d^{TT} = C_{TT} g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta}, \quad d^{AP} = -d^{PA} = C_{AP}(ik_{\mu}), \quad (95) \\ d^{VT} = -d^{TV} = C_{VT}(ik_{\alpha} g^{\mu\beta} - ik_{\beta} g^{\nu\alpha}),$$

где $C_{\Gamma'_1 \Gamma'_2}$ — численные коэффициенты, которые должны обеспечивать сохранение симметричных свойств (например, градиентной инвариантности), которыми изначально обладала вершинная часть двухпетлевой диаграммы. Требование градиентной инвариантности устанавливает между параметрами $C_{\Gamma'_1 \Gamma'_2}$ следующие соотношения:

$$C_{SS} = C_{PP} = C_{AA} = 3C_{VV} = \frac{1}{2} C_{TT}, \quad C_{AP} = C_{PA} = 0. \quad (96)$$

Коэффициент C_{VT} наряду с размерным параметром Λ_D остается свободным параметром вычислений. Параметр Λ_D был зафиксирован из условия наилучшего описания низкоэнергетической физики нуклона [75]: $\Lambda_D = 827,7$ МэВ.

Следует отметить, что кварк-дикварковая аппроксимация двухпетлевых диаграмм имеет тесную связь с физикой полулептонных распадов, в которых пара легких кварков не принимает участия в распаде и выступает в роли жесткого кора — дикварка. Таким образом, барионы в полулептонных распадах проявляют себя как связанное состояние из кварка и дикварка.

Техника вычислений матричных элементов в кварк-дикварковой аппроксимации продемонстрирована в приложении.

4. ФОРМФАКТОРЫ ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ТЯЖЕЛЫХ БАРИОНОВ

Приведем результаты вычислений формфакторов полулептонных распадов тяжелых барионов $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2} l \bar{\nu}_l$ для различных мод (т.е. с изменением аромата $b \rightarrow c$, $b \rightarrow u$, $c \rightarrow s$, $c \rightarrow d$). При этом в распадах $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$ и $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c l \bar{\nu}_l$ формфакторы вычислены с учетом поправок.

A. Распад $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$.

$$F_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = G_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) \left[1 + \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_c} \right) \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega} \tau(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) \right],$$

$$F_2(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = G_2(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = -G_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) \frac{1}{m_c} \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega} \tau(\omega, \bar{\Lambda}, \nu),$$

$$F_3(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = -G_3(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = -G_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) \frac{1}{m_b} \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega} \tau(\omega, \bar{\Lambda}, \nu).$$

Функция $\tau(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)$ описывает нетривиальную внутреннюю структуру тяжелых барионов. Отметим, что в HQET $\tau(\omega) \equiv 1$ [52]. Это объясняется тем фактом, что лагранжиан HQET представляет собой ряд по степеням $1/m_Q$, состоящий из локальных операторов. В нашей модели формфакторы описываются однопетлевой диаграммой (рис.1,б). При этом $1/m_Q$ -поправки получаются при разложении в ряд по степеням $1/m_Q$ соответствующего петлевого интеграла. Таким образом, если HQET представляет собой древесное приближение к описанию физики тяжелых кварков, то наша модель позволяет учесть нелокальные поправки. Важно отметить, что МКК в пределе Изгура — Вайзе полностью воспроизводит групповые соотношения эффективной теории между формфакторами полулептонных распадов.

Формфактор $G_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)$ выражается через функцию Изгура — Вайзе $\zeta(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)$ следующим образом:

$$G_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = \zeta(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) \left[1 + \bar{\Lambda} \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_c} \right) \rho(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) \right]. \quad (97)$$

Функция Изгура — Вайзе ζ , а также функции τ и ρ выражаются в МКК через структурные интегралы Φ_i ($i = 1, 2, 3$):

$$\zeta(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = \frac{\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)}{\Phi_1(1, \bar{\Lambda}, \nu)}, \quad \tau(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = \frac{\Phi_2(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)}{\Phi_1(1, \bar{\Lambda}, \nu)},$$

$$\rho(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = \frac{\Phi_3(1, \bar{\Lambda}, \nu)}{\Phi_1(1, \bar{\Lambda}, \nu)} - \frac{\Phi_3(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)}{\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)}. \quad (98)$$

Структурные интегралы $\Phi_i(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)$ имеют следующий вид:

$$\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = \int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta \int d\sigma_z \frac{(\alpha \beta)^\nu}{[z^2 + \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha \beta \omega - 2r(\alpha + \beta)]^{1+2\nu}},$$

$$\Phi_2(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = (\omega + 1) \int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta \times$$

$$\times \int d\sigma_z \frac{\alpha (\alpha \beta)^\nu}{[z^2 + \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha \beta \omega - 2r(\alpha + \beta)]^{1+2\nu}},$$

$$\Phi_3(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = \int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta \int d\sigma_z \frac{(\alpha \beta)^\nu}{[z^2 + \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha \beta \omega - 2r(\alpha + \beta)]^{1+2\nu}} \times$$

$$\times \left[\frac{1 + \alpha(1 + \nu)}{2} + (1 + 2\nu) \alpha \frac{(\alpha + \beta - 1)^2 + \alpha \beta (\omega - 3) + \beta}{z^2 + \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha \beta \omega - 2r(\alpha + \beta)} \right],$$

где $r = \bar{\Lambda}/\Lambda_D$.

При интегрировании по вакуумной мере $d\sigma_z$ для различных значений ν нужно воспользоваться тождеством

$$\int d\sigma_z \frac{1}{[z^2 + x]^2} = \frac{\sin(\pi n)}{\pi n} \int_0^\infty \frac{du}{u^n} \int d\sigma_z \frac{1}{[z^2 + u + x]^2} =$$

$$= -\frac{\sin(\pi n)}{\pi n} \int_0^\infty \frac{du}{u^n} b'(u + x).$$

Здесь $0 < n < 1$, $b'(s) = db(s)/ds$.

Функция $\rho(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)$ удовлетворяет условию нормировки $\rho(1, \bar{\Lambda}, \nu) = 0$. Следовательно, в пределе одинаковых скоростей начального (ν) и конечно-

го (v') барионов $1/m_Q$ -поправки в формфакторе G_1 исчезают. Кроме того, поскольку при $v = v'$

$$\bar{u}_f(v') = \bar{u}_f(v') v'_\mu u_i(v) = \bar{u}_f(v') v'_\mu u_i(v), \quad \bar{u}_f(v') \gamma_5 u_i(v) \equiv 0, \quad (99)$$

а значит и во всем матричном элементе распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$ поправки порядка $1/m_Q$ сокращаются, т.е. выполняется теорема Адемолло — Гатто.

Б. Распад $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c l \bar{\nu}_l$.

$$F_1(\omega, \bar{\Lambda}, v) = G_1(\omega, \bar{\Lambda}, v) \left[1 + \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_c} \right) \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega} \tau(\omega, \bar{\Lambda}, v) \right],$$

$$F_2(\omega, \bar{\Lambda}, v) = F_3(\omega, \bar{\Lambda}, v) =$$

$$= -2G_1(\omega, \bar{\Lambda}, v) \left[1 + \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_c} \right) \frac{\bar{\Lambda}}{4(1 + \omega)} \tau(\omega, \bar{\Lambda}, v) \right],$$

$$G_2(\omega, \bar{\Lambda}, v) = -G_3(\omega, \bar{\Lambda}, v) =$$

$$= 2G_1(\omega, \bar{\Lambda}, v) \left[1 + \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_c} \right) \frac{3\bar{\Lambda}}{4(1 + \omega)} \tau(\omega, \bar{\Lambda}, v) \right],$$

$$G_1(\omega, \bar{\Lambda}, v) = \zeta(\omega, \bar{\Lambda}, v) \left[1 + \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_c} \right) \bar{\Lambda} \rho(\omega, \bar{\Lambda}, v) \right].$$

Отметим, что формфакторы распадов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu}_l$ и $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c l \bar{\nu}_l$ выражаются через одни и те же функции ζ , ρ , ρ . Так же, как и в случае распада Λ_b -бариона, в матричном элементе распада $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c l \bar{\nu}_l$ слагаемые, пропорциональные $1/m_Q$, сокращаются в полном соответствии с теоремой Адемолло — Гатто.

Результаты для полулептонных распадов Λ_b - и Λ_c -барионов в легкие барионы (Λ_s, p, n) получены в частном случае, когда $v = 0$.

В. Распад $\Lambda_Q \rightarrow \Lambda_s \{p, n\} l \bar{\nu}_l$.

$$F_1(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) = G_1(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) \left[1 + \frac{1}{m_f} \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega} \tau(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) \right],$$

$$F_2(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) = G_2(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) = -G_1(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) \frac{1}{M_f} \frac{\bar{\Lambda}}{1 + \omega} \tau_{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho),$$

$$F_3(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) = G_3(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) = 0, \quad G_1(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho) = \zeta_{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_\rho).$$

Здесь $\zeta_{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f)$ — функция Изгура — Вайзе тяжело-легкого перехода, $\mu_f = M_f/\Lambda$.

Функции $\zeta_{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f)$ и $\tau_{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f)$ выражаются в МКК через структурные интегралы следующим образом:

$$\zeta_{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f) = \frac{\Phi_1^{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f)}{\Phi_1^{\text{light}}(1, \bar{\Lambda}, \mu_f)}, \quad \tau(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f) = \frac{\Phi_2^{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f)}{\Phi_1^{\text{light}}(1, \bar{\Lambda}, \mu_f)}, \quad (100)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_1^{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f) &= \int_0^\infty d\alpha \int_0^{\mu_f} d\beta \times \\ &\times \int d\sigma_z \frac{zs - \alpha - \beta + \mu_f}{z^2 \left(s'^2 + \frac{\beta}{m_f} (s^2 - s'^2) \right) + \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta\omega - 2\alpha - \beta\mu_f}, \\ \Phi_2^{\text{light}}(\omega, \bar{\Lambda}, \mu_f) &= \int_0^\infty d\alpha \int_0^{\mu_f} d\beta \times \\ &\times \int d\sigma_z \frac{2\alpha(\omega + 1)}{z^2 \left(s'^2 + \frac{\beta}{m_f} (s^2 - s'^2) \right) + \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta\omega - 2\alpha - \beta\mu_f}, \end{aligned}$$

где $s = \Lambda_q/\bar{\Lambda}$ и $s = \Lambda_D/\bar{\Lambda}$.

5. ФУНКЦИЯ ИЗГУРА — ВАЙЗЕ

В данном разделе сконцентрируем свое внимание на вычислении фундаментальной характеристики физики тяжелых кварков — функции Изгура — Вайзе $\zeta(\omega)$ распада $\Lambda_b \rightarrow \bar{\Lambda}_c l \nu_l$. В нашей модели функция Изгура — Вайзе зависит от параметров $\bar{\Lambda}$ и ν :

$$\zeta(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) = \frac{\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)}{\Phi_1(1, \bar{\Lambda}, \nu)}. \quad (101)$$

Существенно отметить, что в дикварковой аппроксимации формфакторы распада $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c l \nu_l$ выражаются через функцию Изгура — Вайзе $\zeta(\omega, \bar{\Lambda}, \nu)$. С учетом правил сумм Бьеркена [51] это приводит к ограничению на выбор функции Изгура — Вайзе и ее радиус. Подставляя

в неравенство (52) наши результаты для ζ_1 и ζ_2 : $\zeta_1 = \omega \zeta$ и $\zeta_2 = \zeta$, получим ограничение сверху на функцию Изгура — Вайзе:

$$\zeta^2(\omega, \bar{\Lambda}, \nu) \leq \frac{3}{1 + 2\omega^2}, \quad (102)$$

и, следовательно, ограничение снизу на ее радиус

$$\rho^2 \geq \frac{2}{3}. \quad (103)$$

Приведем явные выражения для функции Φ_1 для различных значений ν из интервала $0 \leq \nu \leq 1$.

$\nu = 0$.

$$\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu = 0) = \int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta b(\Delta),$$

где $\Delta = \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta\omega - 2r(\alpha + \beta)$, $r = \bar{\Lambda}/\Lambda_D$.

$0 < \nu < 1/2$.

$$\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, 0 < \nu < 1/2) = -\frac{\sin(2\pi\nu)}{2\pi\nu} \int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta \int_0^\infty \frac{du}{u^{2\nu}} b'(u + \Delta).$$

$\nu = 1/2$.

$$\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu = 1/2) = -\int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta b'(\Delta).$$

$1/2 < \nu < 1$.

$$\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, 1/2 < \nu < 1) = \frac{\sin(\pi(2\nu - 1))}{2\pi\nu(2\nu - 1)} \int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta \int_0^\infty \frac{du}{u^{2\nu-1}} b''(u + \Delta),$$

где $b''(s) = d^2b(s)/ds^2$.

$\nu = 1$.

$$\Phi_1(\omega, \bar{\Lambda}, \nu = 1) = \frac{1}{2} \int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta b''(\Delta).$$

В случае, когда $\bar{\Lambda} = 0$, функция Изгура — Вайзе имеет вид

$$\zeta(\omega, 0, \nu) = \frac{\Gamma(2 + 2\nu)}{\Gamma^2(1 + \nu)} \int_0^\infty d\alpha \frac{\alpha^\nu}{(1 + \alpha^2 + 2\alpha\omega)^{1+\nu}}. \quad (104)$$

В частности, для $\bar{\Lambda} = 0$ и $\nu = 0, 1$ функция Изгура — Вайзе равна

$$\zeta(\omega, 0, 0) = \frac{\ln(\omega + \sqrt{\omega^2 - 1})}{\sqrt{\omega^2 - 1}},$$

$$\zeta(\omega, 0, 1) = \frac{3}{\omega^2 - 1} \left[\frac{\omega \ln(\omega + \sqrt{\omega^2 - 1})}{\sqrt{\omega^2 - 1}} - 1 \right]. \quad (105)$$

В результате проделанного анализа оказалось, что для значений инфракрасного параметра ν , варьируемого в пределах $0 \leq \nu \leq 1/2$, и при любых значениях параметра $\bar{\Lambda}$ значения радиуса функции Изгура — Вайзе

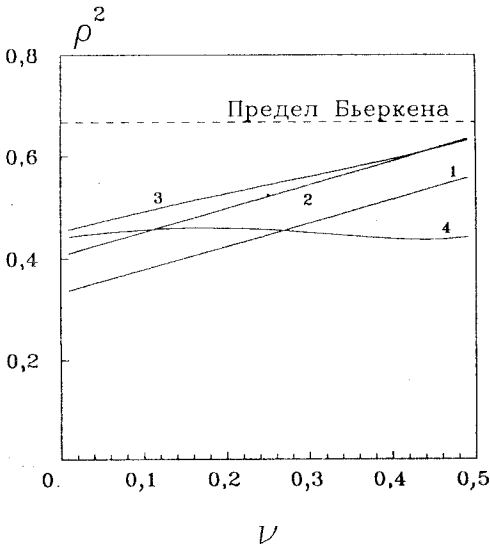


Рис.2

не удовлетворяют правилам сумм Бьеркена. Данная ситуация проиллюстрирована на графике, изображенном на рис.2. Здесь приведены результаты для радиуса функции Изгура — Вайзе в зависимости от изменения параметров ν и $\bar{\Lambda}$. Цифрами обозначены графики функций $\rho^2(\nu)$ для конкретных значений параметра $\bar{\Lambda}$: 1 ($\bar{\Lambda} = 0$ ГэВ); 2 ($\bar{\Lambda} = 0,2$ ГэВ); 3 ($\bar{\Lambda} = 0,4$ ГэВ); 4 ($\bar{\Lambda} = 0,6$ ГэВ). В свою очередь функция Изгура — Вайзе для значений $0 \leq \nu \leq 1/2$ лежит выше бьеркеновского предела (101). Следовательно, анализ лептонных распадов B - и D -мезонов [92] и

правила сумм Бьеркена для барионной функции Изгура — Вайзе [51] накладывают следующее ограничение на выбор параметра ν : $1/2 < \nu < 1$. Кроме того, фитируя функцию Изгура — Вайзе, мы старались получить наибольшее подавление этой функции при максимальном значении кинематической переменной ω . Это удалось сделать при $\nu = 1$. На графике, представленном на рис.3, приведены результаты для нижнего и верхнего предела функции Изгура — Вайзе, при условии, что $\nu = 1$, а параметр $\bar{\Lambda}$ принимает разумные значения из интервала $0,5 \leq \bar{\Lambda} \leq 0,6$ ГэВ.

За лучший фит функции Изгура — Вайзе выберем результат, полученный при следующем выборе свободных параметров ν и $\bar{\Lambda}$: $\nu = 1$, $\bar{\Lambda} = 0,5$ ГэВ. Именно в этом случае достигается наилучшее согласие с результатами модели ИМФ [69], в которой при вычислении функции Изгура — Вайзе ис-

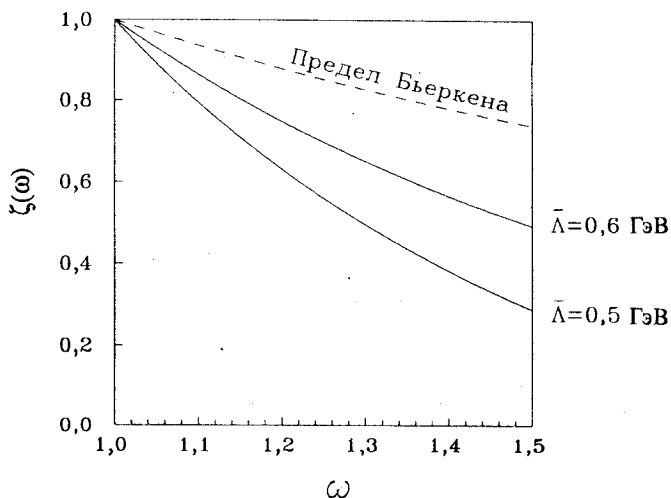


Рис.3

пользовались волновые функции барионов в системе бесконечного импульса.

На рис.4 для сравнения приведены результаты для функции Изгура — Вайзе, полученные в нашей модели ($v = 1$, $\bar{\Lambda} = 0,5$ ГэВ), в рамках правил сумм КХД [66] и в модели ИМФ [69]. Видно, что функция Изгура — Вайзе, полученная методом правил сумм КХД, расположена несколько выше нашей кривой и результата работы [69]. Это различие способно оказать существенное влияние на результаты для поляризационных характеристик полуплептонного распада Λ_b -бариона.

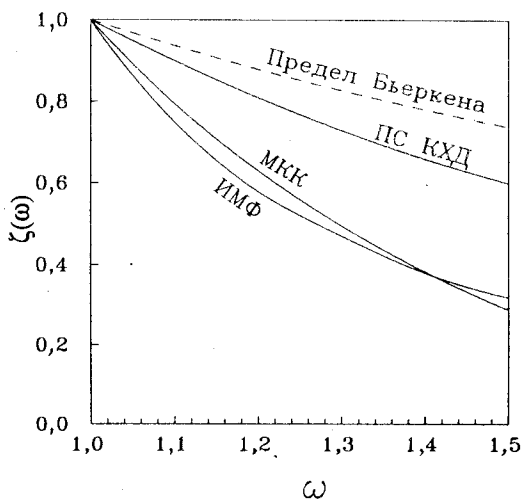


Рис.4

Далее обсудим результаты для радиуса функции Изгура — Вайзе. В тривиальном случае, когда $\Lambda = 0$, радиус зависит лишь от параметра ν следующим образом:

$$\rho^2 = \frac{(1 + \nu)^2}{3 + 2\nu}. \quad (106)$$

Очевидно, что в этом случае правила сумм Бьеркена накладывают на параметр ν следующее ограничение снизу:

$$\nu \geq \frac{\sqrt{10} - 1}{3}. \quad (107)$$

Таблица 1. Зарядовый радиус функции Изгура — Вайзе

Λ , ГэВ	0,47	0,48	0,49	0,50	0,51	0,52	0,53	0,54	0,55	0,56	0,57	0,58	0,59	0,60
ρ^2	3,03	2,67	2,43	2,25	2,10	1,99	1,89	1,81	1,73	1,67	1,61	1,56	1,50	1,45

Результаты для ρ^2 , полученные в нашей модели при $\nu = 1$ и различных значениях Λ , представлены в табл.1. Также сравним наши результаты для радиуса функции Изгура — Вайзе в случае лучшего фита ($\nu = 1$, $\Lambda = 0,5$ ГэВ) с результатами других подходов: ИМФ-модели [69] и дипольной модели (ДМ) [69], в которой явный вид функции Изгура — Вайзе моделируется в виде диполя в соответствии с правилами степенного счета КХД [65] для асимптотик адронных формфакторов:

$$\rho^2 = \begin{cases} 2,25 & \text{МКК} \\ 3,04 & \text{ИМФ [69]} \\ 1,78 & \text{ДМ [69].} \end{cases}$$

6. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАСКАДНОГО РАСПАДА $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c [\rightarrow \Lambda_s \pi] + W [\rightarrow l \nu_l]$

В заключение сделаем предсказания для поляризационных характеристик распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c [\rightarrow \Lambda_s \pi] + W [\rightarrow l \nu_l]$. При этом в вычислениях соответствующих физических величин будем использовать функцию Изгура — Вайзе, вычисленную в предыдущем разделе при следующих значениях свободных параметров ν и Λ : $\nu = 1$, $\Lambda = 0,5$ ГэВ. Таким образом, мы будем работать в пределе Изгура — Вайзе, в котором, как известно, вершинная часть полулептонного распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu_l$ целиком определяется функцией Изгура — Вайзе. Все необходимые определения даны во втором разделе. Для масс Λ_b - и Λ_c -барионов будем использовать экспериментальные значения: $m_{\Lambda_b} = 5,64$ ГэВ, $m_{\Lambda_c} = 2,285$ ГэВ.

Таблица 2. Ширины распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu_l$ (в ед. 10^{10} с^{-1})

Подход	Γ_{tot}	Γ_T	Γ_{T+}	Γ_{T-}	Γ_L	Γ_{L+}	Γ_{L-}
МКК	4,07	1,74	0,47	1,27	2,32	0,11	2,21
ИМФ (1) [69]	4,57	1,88	0,42	1,46	2,69	0,11	2,58
ИМФ (2) [68]	4,89	1,97	0,44	1,53	2,92	0,10	2,82
ДМ [69]	5,51	2,17	0,56	1,61	3,48	0,13	3,35
МСК [69]	11,73	3,90	0,94	2,96	11,73	4,09	7,64
СКМ [59]	4,99	1,93	0,50	1,43	3,06		
НКМ[67]	5,9	2,7			3,2		

Начнем с вычислений ширины полулептонного распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c e \nu_e$. Результаты наших расчетов приведены в табл.2. Для сравнения даны результаты других феноменологических подходов: кварковых моделей, в которых волновые функции барионов вычисляются в системе бесконечного импульса ИМФ(1) [68] и ИМФ(2) [69], дипольной модели (ДМ) [69], спектаторной кварковой модели (СКМ) [59], модели свободных кварков (МСК) [69] и нерелятивистской кварковой модели (НКМ) [67]. Видно, что наши результаты хорошо согласуются с результатами подходов [68] и [69]. Следует

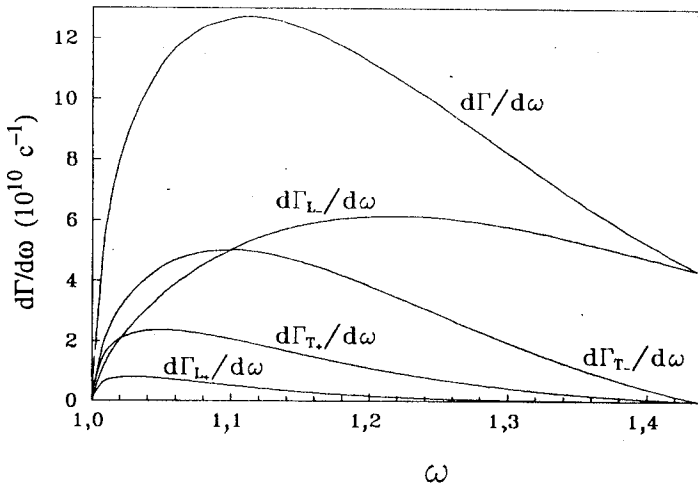


Рис.5

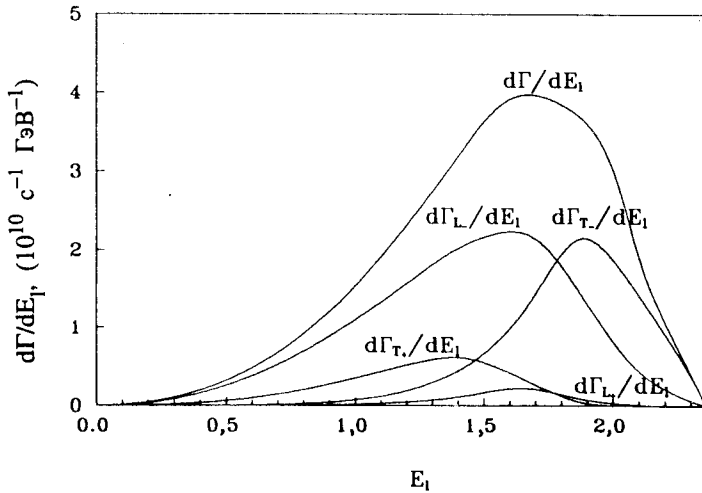


Рис.6

отметить, что полученные нами результаты для парциальных ширин Γ_{T_+} , Γ_{T_-} , Γ_{L_+} и Γ_{L_-} имеют вполне разумное объяснение [69]. В частности, в силу лево-киральной структуры слабого кваркового тока $\bar{c}O_\mu b$ отрицательные парциальные ширины Γ_{T_-} и Γ_{L_-} доминируют по сравнению с положительными парциальными ширинами Γ_{T_+} и Γ_{L_+} соответственно. Как и в других подходах, ширина Γ_{L_-} преобладает над ширинами Γ_{T_+} и Γ_{T_-} . И, наконец, величина Γ_{L_+} существенно подавлена по сравнению с остальными парциальными ширинами. На рис.5 и 6 приведены графики дифференциальных распределений $d\Gamma/d\omega$ ($d\Gamma_{L_\pm(T_\pm)}/d\omega$) и лептонных спектров $d\Gamma/dE_l$ ($d\Gamma_{L_\pm(T_\pm)}/dE_l$). Следует отметить, что наши результаты находятся в хорошем согласии с результатами ИМФ-модели [69]. Это объясняется тем, что в наших подходах поведение функции Изгура — Вайзе в кинематической области $1 \leq \omega \leq \omega_{\text{max}}$ имеет практически схожий характер. В табл.3 представлены результаты вычислений параметров асимметрии, которые могут служить предсказанием для планируемых экспериментов.

Таблица 3. Параметры асимметрии

Подход	$\langle \alpha \rangle$	$\langle \alpha' \rangle$	$\langle \alpha'' \rangle$	$\langle \gamma \rangle$	$\langle \alpha_P \rangle$	$\langle \gamma_P \rangle$
МКК	-0,71	-0,13	-0,46	0,61	0,32	-0,19
ИМФ(1) [69]	-0,71	-0,12	-0,46	0,61	0,33	-0,19
ИМФ(2) [68]	-0,78	-0,14	-0,49	0,53	0,33	-0,15
ДМ [69]	-0,75	-0,12	-0,51	0,57	0,37	-0,17
МСК [69]	-0,81	-0,10	-0,60	0,50	0,46	-0,14

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в рамках МКК рассмотрены полулептонные распады барионов, содержащих один тяжелый кварк. Получены следующие результаты.

- Вычислены формфакторы в пределе бесконечно больших масс тяжелых кварков (пределе Изгура — Вайзе), а также $1/m_Q$ -поправки к формфакторам распадов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu_l$ и $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c l \nu_l$.
- Показано, что в дикварковой аппроксимации в пределе Изгура — Вайзе формфакторы распадов $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu_l$ и $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c l \nu_l$ выражаются через универсальную функцию Изгура — Вайзе ζ .
- Вычислена барионная функция Изгура — Вайзе и ее среднеквадратичный радиус.
- При определенном выборе инфракрасного параметра ν получено подавление функции Изгура — Вайзе при максимальном значении кинематической переменной $\omega = \nu\nu'$, где ν и ν' — скорости начального и конечного барионов. При этом функция Изгура — Вайзе и ее радиус удовлетворяют правилам сумм Бьеркена [51].
- Сделаны предсказания для планируемых экспериментов по изучению динамических характеристик слабых распадов Λ_b -бариона. Вычислены ширины, дифференциальные распределения и лептонные спектры распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu_l$. Рассчитаны параметры асимметрии каскадного распада $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c [\rightarrow \Lambda_s \pi] + W [\rightarrow l \nu_l]$.

Полученные нами результаты хорошо согласуются с кварковой моделью [69], в которой волновая функция бариона вычисляется в системе бесконечного импульса. Мы надеемся, что наша работа будет полезна как для теоретиков, интересующихся физикой тяжелых кварков, так и для экспериментаторов, участвующих в экспериментах по изучению слабых распадов тяжелых барионов.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г.В.Ефимову, С.Б.Герасимову, М.К.Волкову, Р.Н.Фаустову, N.Isgur, J.Körner, P.Kroll, T.Mizutani за плодотворные дискуссии и полезные замечания. Мы также благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку (грант № 94-02-03463).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Технику вычислений в кварк-дикварковой аппроксимации продемонстрируем на примере структурного интеграла:

$$R(v, v') = \int \frac{d^4 k}{\pi^2 i} \int d\sigma_z \frac{1}{[m_Q^2 - (p' - k)^2]^{1+v}} \frac{1}{[m_Q^2 - (p - k)^2]^{1+v} z^2 \Lambda_D^2 - k^2}.$$

Пользуясь α -параметризацией Фейнмана

$$\frac{1}{A_1^{m_1}} \dots \frac{1}{A_n^{m_n}} = \frac{\Gamma(m_1 + \dots + m_n)}{\Gamma(m_1) \dots \Gamma(m_n)} \int_0^1 d\alpha_1 \alpha_1^{m_1-1} \dots \times \\ \times \int_0^1 d\alpha_n \alpha_n^{m_n-1} \frac{\delta(1 - \alpha_1 - \dots - \alpha_n)}{[A_1 \alpha_1 + \dots + A_n \alpha_n]^{m_1 + \dots + m_n}}$$

и интегрируя по виртуальному импульсу k , получаем

$$R(v, v') = \frac{\Gamma(1+2v)}{\Gamma^2(1+v)} \int d\sigma_z \int_0^1 d\alpha \alpha^v \int_0^1 d\beta \beta^v \int_0^1 d\gamma \frac{\delta(1 - \alpha - \beta - \gamma)}{\Delta^{1+2v}},$$

где

$$\Delta = z^2 \Lambda_D^2 \gamma + M_i^2 \alpha^2 + M_f^2 \beta^2 + 2\omega M_i M_f \alpha \beta - \\ - 2\bar{\Lambda} (M_i \alpha + M_f \beta) + \bar{\Lambda}^2 (\alpha^2 + \beta^2).$$

Далее, обезразмеривая все размерные величины параметром $\bar{\Lambda}$, снимая интеграл по переменной γ и делая замену переменных $\alpha \rightarrow \alpha/\mu_i$ и $\beta \rightarrow \beta/\mu_f$ где $\mu_i = M_i/\bar{\Lambda}$ и $\mu_f = M_f/\bar{\Lambda}$, получим

$$R(v, v') = \frac{\Gamma(1+2v)}{\Gamma^2(1+v)} (\mu_i \mu_f)^{1+v} \int d\sigma_z \int_0^{\mu_i} d\alpha \int_0^{\mu_f} d\beta \left(1 - \frac{\alpha}{\mu_i}\right)^{1+v} \frac{(\alpha\beta)^v}{S^{1+2v}},$$

где

$$S = z^2 \frac{\Lambda_D^2}{\Lambda^2} \left(1 - \frac{\alpha}{\mu_i}\right) \left(1 - \frac{\beta}{\mu_f}\right) + \alpha^2 + \beta^2 \left(1 - \frac{\alpha}{\mu_i}\right)^2 + 2\omega \alpha \beta \left(1 - \frac{\alpha}{\mu_i}\right) - 2 \left(\alpha + \beta \left(1 - \frac{\alpha}{\mu_i}\right)\right) + \frac{\alpha^2}{\mu_i} + \frac{\beta^2}{\mu_f} \left(1 - \frac{\alpha}{\mu_i}\right)^2.$$

В заключение рассмотрим предел Изгура — Вайзе ($\mu_i, \mu_f \rightarrow \infty$) в интеграле $R(v, v')$:

$$\lim_{\mu_i, \mu_f \rightarrow \infty} R(v, v') = R_{IW}(v, v') = \frac{\Gamma(1+2v)}{\Gamma^2(1+v)} (\mu_i \mu_f)^{1+v} \int d\sigma_z \int_0^\infty d\alpha \int_0^\infty d\beta \frac{(\alpha \beta)^v}{(S_{IW})^{1+2v}},$$

где

$$S_{IW} = z^2 \frac{\Lambda_D^2}{\Lambda^2} + \alpha^2 + \beta^2 + 2\omega \alpha \beta - 2(\alpha + \beta).$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ARGUS Collab., Albrecht H. et al. — Phys. Lett. B, 1989, vol.229, No.1,2, p.175; Phys. Lett. B, 1992, vol.275, No.1,2, p.195; Preprint DESY 92-46, 1991.
2. CLEO Collab., Fulton R. et al. — Phys. Rev. D, 1991, vol.43, No.3, p.651.
3. E653 Collab., Kodama K. et al. — Phys. Lett. B, 1992, vol.274, No.2, p.246.
4. E691 Collab, Anjois J.C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.65, No.21, p.2630.
5. CLEO Collab., Bean A. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.317, No.4, p.647.
6. E687 Collab., Frabetti P. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.274, No.1,2, p.203.
7. E653 Collab., Kodama K. et al. Phys. Lett. B, 1993, vol.309, No.3,4, p.483; Phys. Lett. B, 1993, vol.316, No.2,3, p.455.
8. ARGUS Collab., Albrecht H. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.308, No.3,4, p.435.
9. E687 Collab., Frabetti P. et al. — Phys. Lett. B, 1994, vol.321, No.3, p.295.
10. CLEO Collab., Butler F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.69, No.14, p.2041.
11. CLEO Collab., Bortoletto D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.69, No.14, p.2046.
12. ALEPH Collab., Buskulic D. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.322, No.3, p.275.
13. DELPHI Collab., Abreu P. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.312, No.1,2, p.253.
14. OPAL Collab., Acton P.D. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.312, No.4, p.501.
15. E687 Collab., Frabetti P. et al. — Phys. Lett. B, 1994, vol.323, No.3,4, p.459.
16. ALEPH Collab., Buskulic D. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.311, No.1,2,3,4, p.425.
17. ARGUS Collab., Albrecht H. et al. — Phys. Lett. B, 1991, vol.269, No.1,32, p.234.
18. CLEO Collab., Avery P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol.65, No.23, p.2842.
19. CLEO Collab., Bergfeld T. et al. — Phys. Lett., 1994, vol.323, No.2, p.219.
20. ARGUS Collab., Albrecht H. et al. — Phys. Lett. B, 1992, vol.274, No.2, p.239.

21. ACCMOR Collab., Bozek A. et al. — Phys. Lett., 1993, vol.312, No.1,2, p.247.
22. E687 Collab., Frabetti P. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.314, No.3,4, p.477.
23. ARGUS Collab., Albrecht H. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.317, No.1,2, p.227.
24. UA1 Collab., Albajar C. et al. — Phys. Lett. B, 1991, vol.273, No.4, p.540.
25. ALEPH Collab., Buskulic D. et al. — Phys. Lett. B, 1992, vol.294, No.1, p.145.
26. OPAL Collab., Acton P.D. et al. — Phys. Lett. B, 1992, vol.281, No.3,4, p.394.
27. DELPHI Collab., Abreu P. et al. — Phys. Lett. B, 1993, vol.311, No.1,4, p.379.
28. Isgur N., Wise M. — Phys. Lett. B, 1989, vol.232, No.1, p.113.
29. Isgur N., Wise M. — Phys. Lett. B, 1990, vol.237, No.3,4, p.527.
30. Georgi H. — Phys. Lett. B, 1990, vol.240, No.3,4, p.447.
31. Bjorken J.D. — Preprint SLAC-PUB-5278, 1990.
32. Grinstein B. — Nucl. Phys. B, 1990, vol.339, No.2, p.253.
33. Eichten E., Hill B. — Phys. Lett. B., 1990, vol.234, No.4, p.511.
34. Falk A.F., Georgi H., Grinstein B., Wise M.B. — Nucl. Phys. B, 1990, vol.343, No.1, p.1.
35. Mannel T., Roberts W., Ryzak Z. — Nucl. Phys. B, 1991, vol.355, No.1, p.38.
36. Mannel T., Roberts W., Ryzak Z. — Nucl. Phys. B, 1991, vol.368, No.1, p.204.
37. Falk A.F., Grinstein B., Luke M. — Nucl. Phys. B, 1991, vol.357, No.1, p.185.
38. Grinstein B. et al. — Nucl. Phys. B, 1991, vol.363, No.1, p.19.
39. Körner J.G., Thompson G. — Phys. Lett. B., 1991, vol.264, No.1,2, p.185.
40. Isgur N., Wise M. — Phys. Lett. B, 1991, vol.348, No.2, p.276.
41. Georgi H. — Nucl. Phys. B, 1991, vol.348, No.2, p.295.
42. Hussain F. — Phys. Lett. B, 1990, vol.249, No.2, p.295.
43. Kilian W., Mannel T. — Phys. Rev. D, 1994, vol.49, No.3, p.1534.
44. Neubert M. — Phys. Rev. D, 1994, vol.49, No.3, p.1542.
45. Isgur N., Wise M. — Phys. Rev. D, 1991, vol.43, No.3, p.810.
46. Suzuki M. — Phys. Lett. B., 1985, vol.162, No.4,5,6, p.392.
47. Radyushkin A.V. — Phys. Lett. B., 1991, vol.271, No.1,2, p.218.
48. Neubert M., Rieckert V. — Nucl. Phys. B, 1992, vol.382, No.1, p.97.
49. Bauer M., Stech B., Wirbel M. — Z. Phys. C, 1985, vol.29, No.4, p.637.
50. Ivanov M.A., Khomutenko O.E., Mizutani T. — Phys. Rev. D, 1992, vol.46, No.9, p.3817.
51. Xu Q.P. — Phys. Rev. D, 1993, vol.48, No.11, p.5429.
52. Georgi H., Grinstein B., Wise M. — Phys. Lett. B, 1990, vol.252, No.3, p.456.
53. Cho P., Grinstein B. — Phys. Lett. B, 1992, vol.285, No.1,2, p.153.
54. Boyd C.G., Brahm D. — Phys. Lett. B, 1991, vol.254, No.3,4, p.468.
55. Hussain F. et al. — Nucl. Phys. B, 1992, vol.370, No.2, p.259.
56. Hussain F., Körner J.G., Thompson G. — Ann Phys., 1991, vol.206, No.2, p.334.
57. Körner J.G., Kramer G., Willrodt J. — Z. Phys. C, 1979, vol.2, No.2, p.117.
58. Hussain F., Körner J.G. — Z. Phys. C, 1991, vol.51, No.4, p.607.
59. Hussain F., Körner J.G., Migneron R. — Phys. Lett. B, 1990, vol.248, No.3,4, p.406.
60. Hussain F., Körner J.G., Krämer M., Thompson G. — Z. Phys. C, 1991, vol.51, No.2, p.321.
61. Körner J.G., Krämer M. — Z. Phys. C, 1992, vol.55, No.4, p.659.
62. Körner J.G., Krämer M. — Phys. Lett. B, 1992, vol.275, No.3,4, p.495.
63. Körner J.G., Siebert H.W. — Mainz Preprint, MZ-TH/91-08, 1991.

64. Körner J.G. — Mainz Preprint, MZ-TH/92-40, 1992.
65. Brodsky S.J., Lepage G.P. — Phys. Rev. D, 1980, vol.22, No.9, p.2157.
66. Grozin A.G., Yakovlev O.I. — Phys. Lett. B, 1992, vol.291, No.3,4, p.441.
67. Singleton R.Jr. — Phys. Rev. D, 1991, vol.43, No.9, p.2939.
68. Guo X.-H., Kroll P. — Z. Phys. C, 1993, vol.59, No.4, p.567.
69. König B., Körner J.G., Krämer M., Kroll P. — Preprint DEZY 93-011, 1993.
70. Drell S.D., Yan T.M. — Phys. Rev. Lett., 1970, vol.24, No.4, p.181.
71. Efimov G.V., Ivanov M.A. — The Quark Confinement Model of Hadrons. IOP Publishing Bristol & Philadelphia, 1993.
72. Efimov G.V., Ivanov M.A. — Int. J. Mod. Phys. A, 1989, vol.4, No.8, p.2031.
73. Ефимов Г.В., Иванов М.А. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.1129.
74. Efimov G.V., Ivanov M.A., Lyubovitskij V.E. — Few-Body Systems, 1989, vol.6, No.1, p.17.
75. Efimov G.V., Ivanov M.A., Lyubovitskij V.E. — Z. Phys. C, 1990, vol.47, No.4, p.583.
76. Avakyan E.Z., Avakyan S.L., Efimov G.V., Ivanov M.A. — Forsch. Phys., 1990, vol.38, No.8, p.611.
77. Efimov G.V., Ivanov M.A., Kulimanova N.B., Lyubovitskij V.E. — Z. Phys. C, 1991, vol.52, No.1, p.129.
78. Ivanov M.A., Mizutani T. — Phys. Rev. D, 1992, vol.45, No.5, p.1580.
79. Efimov G.V., Ivanov M.A., Lyubovitskij V.E. — Z. Phys. C, 1991, vol.52, No.1, p.149.
80. Efimov G.V., Ivanov M.A., Kulimanova N.B., Lyubovitskij V.E. — Z. Phys. C, 1992, vol.54, No.4, p.349.
81. Иванов М.А., Хомутенко О.Е. — Письма в ЖЭТФ, 1992, т.56, 2, с.69.
82. Efimov G.V., Ivanov M.A., Kulimanova N.B., Lyubovitskij V.E. — JINR Preprint, E2-92-106, Dubna, 1992, p.24.
83. Ivanov M.A., Kulimanova N.B., Lyubovitskij V.E. — JINR Preprint, E2-92-437, Dubna, 1992, p.24.
84. Ademollo M., Gatto R. — Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, No.7, p.264.
85. Gronau M., Wakaizumi S. — Phys. Lett. B, 1992, vol.280, No.1,2, p.79.
86. Particle Properties Data — Phys. Lett. B, 1990, vol.239, No.1, p.1.
87. Ioffe B.L. — Z. Phys. C, 1983, vol.18, No.1, p.67.
88. Ito H., Buck W.W., Gross F. — Phys. Rev. C, 1992, vol.45, No.4, p.1918.
89. Bogolubov N.N., Shirkov D.V. — Introduction to the Theory of Quantized Fields, Interscience Publishers Inc., New York, 1959.
90. Zwanziger D. — Phys. Rev., 1975, vol.D11, p.3481.
91. Karanikas A.I., Ktorides C.N., Stefanis N.G. — Phys. Lett. B, 1993, vol.301, No.4, p.397.
92. Ivanov M.A., Mizutani T. — Preprint hep-ph/9406226.
93. Neubert M. — Phys. Rev. D, 1992, vol.45, No.7, p.2451.