

Киральная феноменология слабых распадов очарованных барионов

Ю. Л. Калиновский

Гомельский политехнический институт, Гомель

В. Н. Первушин, Г. Г. Тахтамшиев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н. А. Сариков

Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

Данный обзор посвящен применению метода феноменологических киральных лагранжианов (МФКЛ) для описания слабых распадов очарованных барионов. Рассмотрены β -распады и многочастичные нелептонные слабые распады очарованного Λ_c^+ -бариона, для которого в настоящее время получены первые экспериментальные данные. Изложен способ вычисления на ЭВМ характеристик многочастичных мод распадов адронов по методу Монте-Карло с использованием процедуры Копылова. Результаты вычисления для относительных вероятностей распадов находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися данными.

The present report is devoted to the application of the phenomenological chiral Lagrangian method (PCLM) for describing weak decays of charmed baryons. The beta decays and many-body nonleptonic weak decays of Λ_c^+ -baryon, for which the original experimental data are available, are considered. The method of computing many-body-decay characteristics for the hadrons on a computer by the Monte-Carlo method by means of Kopylov's procedure is given. The results of calculations for the branching ratios are in a satisfactory agreement with the available data.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время получены первые экспериментальные данные по поиску очарованных барионов и изучению их свойств [1]. Время жизни этих частиц в основном определяется каналами нелептонных слабых распадов. Следует отметить, что построение теории нелептонных слабых взаимодействий адронов пока является нерешенной задачей. Ее решение было бы полезным как для теоретической интерпретации экспериментальных данных, так и для выработки наиболее оптимальной тактики дальнейших экспериментальных исследований в области физики очарованных адронов.

Наиболее интересной проблемой нелептонных распадов для теории является объяснение механизма эмпирических правил отбора (на-

пример, $\Delta T = 1$ для очарованных адронов). Согласно стандартной $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -калибровочной теории (объединяющей сильное и электрослабое взаимодействия), эти правила отбора обусловлены глюонными поправками к W -обменным кварковым диаграммам. Действительно, слабый гамильтониан с учетом лишь «жесткой» компоненты глюонных поправок («пингвин»-операторов) приводит к наблюдаемому эффекту избирательного усиления $\Delta T = 1/2$ -переходов в нелептонных распадах странных адронов [2]. Однако такое приближение, а именно пренебрежение вкладом мягких глюонов для очарованных адронов, оказалось явно недостаточным [3]. Более того, сейчас в литературе все чаще приводятся аргументы в пользу того, что в нелептонных слабых взаимодействиях как странных, так и очарованных частиц главная роль принадлежит динамике не малых, а больших расстояний [4]. Современная КХД не располагает пока методом вычисления мягкоглюонных поправок. Поэтому вклад мягких глюонов приходится учитывать феноменологически.

В феноменологических подходах, применяемых к нелептонным слабым распадам очарованных барионов, обычно используются гипотеза ЧСАТ и метод факторизации амплитуды процесса. В этом методе «жесткая» компонента глюонных поправок учитывается в эффективном слабом гамильтониане, а мягкоглюонные поправки — в волновых функциях основных состояний адронов. Использование гипотезы ЧСАТ позволяет редуцировать амплитуду распада к матричному элементу эффективного слабого гамильтониана по барионным состояниям. Таким образом, в этих подходах основной задачей становится определение волновых функций барионных состояний.

Для определения волновых функций барионов сегодня используются (нерелятивистские) кварковые модели [5, 6], модель МИТ-мешков [7, 8] и т. п. Подходы, основанные на этих моделях, были применены к двухчастичным нелептонным распадам легчайшего очарованного бариона Λ_c^+ (для которого получены первые экспериментальные данные) и приводили к противоречивым результатам. Кроме того, эти подходы характеризуются большим числом феноменологических параметров и громоздкими расчетами, что делает практически невозможным вычисления многочастичных мод распадов очарованных адронов.

Между тем полезно иметь хотя бы грубую, но надежную теоретическую оценку относительных вероятностей распадов для более эффективной постановки и обработки данных экспериментов.

Для этой цели в работах [9—14] использован метод феноменологических киральных лагранжианов (МФКЛ) [15—18], успешно описывающий низкоэнергетические адронные процессы. Сейчас имеются серьезные аргументы, свидетельствующие о том, что киральные лагранжианы являются низкоэнергетическим пределом КХД-лагранжиана и учитывают эффективно взаимодействия в области больших расстояний. Они содержат минимальное число феноменологических параметров (в основном фиксируемых из данных по лептонным про-

цессам) и в древесном приближении воспроизводят результаты алгебры токов. Именно с этими качествами связаны простота расчетов и надежность (независимость от свободных параметров) результатов киральных лагранжианов при описании многочастичных мод распадов адронов.

В МФКЛ нелептонное слабое взаимодействие адронов описывается эффективным лагранжианом, построенным в соответствии с эмпирическими правилами отбора распадов [18, 20]. При рассмотрении распадов барионов приходится включить в слабый лагранжиан, кроме члена в форме «ток \times ток» (с универсальной константой связи), также слагаемое, описывающее слабое взаимодействие двух барионов ($B - B$ -переходы [9]). Слагаемое в форме ток \times ток может описать s -волновую часть слабых нелептонных распадов гиперонов, которая нарушает четность [14]. Тогда как четность сохраняющую (p -волновую) часть распада удастся качественно описать с помощью $B - B$ -перехода [9].

В случае распадов очарованных барионов из-за большой разности масс начального и конечного барионов мезоны, входящие в продукт распада, уже не будут «мягкими». Поэтому возникает естественная необходимость учета более тяжелых промежуточных состояний, таких, как векторные и аксиально-векторные мезоны. Учет таких мезонов в МФКЛ принято называть методом «жестких» мезонов [11, 16, 21]. Суть метода заключается в том, что в кирально-инвариантный лагранжиан взаимодействия псевдоскалярных мезонов и барионов (путем удлинения производных) вводится взаимодействие этих адронов с векторными и аксиально-векторными мезонами с универсальной константой связи [11, 15, 16, 21]. Одним из аргументов в пользу такого обобщения является предсказание ширины двухчастичных сильных распадов очарованных мезонов, которые не противоречат имеющимся экспериментальным данным. Обобщенный таким образом киральный лагранжиан был проверен также на полуплептонных распадах очарованных барионов. Вычисленные вероятности β -распада Λ_c^+ -бариона с учетом полюсного вклада мезонов со спином 1 находятся в более разумном согласии с соответствующими экспериментальными результатами, чем значения вероятностей, полученные с использованием лишь самих киральных токов (которые не учитывают «жесткость») [10].

При описании нелептонных слабых распадов очарованных барионов в рамках МФКЛ, кроме учета жесткости мезонов, возникает также проблема выбора правила отбора распадов, необходимого для построения слабого лагранжиана. Имеющиеся экспериментальные данные дают основание полагать, что максимально разрешенными должны быть моды распадов с $\Delta T = 1$. К доминантности переходов с $\Delta T = 1$ («20-плетной доминантности») приводит также прямое обобщение на $SU(4)$ -симметрии правила $\Delta T = 1/2$ («октетной доминантности») для нелептонных слабых распадов странных адронов [20, 22].

Таким образом, при описании слабых распадов очарованных барионов в МФКЛ используются следующие предположения:

1. Спонтанно-нарушенная $SU(4) \times SU(4)$ -киральная симметрия сильных взаимодействий псевдоскалярных мезонов и барионов, а также векторных и аксиально-векторных мезонов.

2. Эффективный лагранжиан слабого взаимодействия с правилом отбора $\Delta T = 1$, который состоит из слагаемого в форме ток \times ток и члена, описывающего одночастичные слабые переходы барионов.

В разд. 1 кратко изложен метод феноменологических киральных лагранжианов. Приведены лагранжианы сильного и слабого взаимодействий. Разд. 2 посвящен полуплептонным распадам очарованных барионов, с помощью которых проверяются киральные токи. В разд. 3 рассмотрены двух-, трех- и четырехчастичные распады очарованных барионов. В разд. 4 изложен метод вычисления характеристик многочастичных мод распадов адронов на ЭВМ по методу Монте-Карло. В конце приведены заключение и приложения.

1. МЕТОД ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ КИРАЛЬНЫХ ЛАГРАНЖИАНОВ

Метод феноменологических киральных лагранжианов возник как наиболее простой способ воспроизведения результатов алгебры токов для киральной $SU(2) \times SU(2)$ -группы [15]. Он был обобщен на $SU(3) \times SU(3)$ - и $SU(4) \times SU(4)$ -группы [15—19], а также на произвольную группу внутренней симметрии [17—19]. В основе МФКЛ лежит идея о $SU(N) \times SU(N)$ -киральной симметрии ($N = 2, 3, 4, \dots$) сильных взаимодействий, согласно которой эти взаимодействия инвариантны относительно $SU(N)$ -«изотопических» преобразований как сохраняющих, так и перепутывающих четность адронов. Киральные лагранжианы сильных взаимодействий можно построить нелинейной реализацией группы спонтанно-нарушенной киральной симметрии с $SU(N)$ -подгруппой стабильности вакуума*. Суть нелинейной реализации заключается в том, что параметры $SU(N) \times SU(N)$ -киральной группы, которые соответствуют генераторам, не связанным с законами сохранения, отождествляются с полями голдстоуновских частиц — безмассовых псевдоскалярных (0^-) мезонов. Эти частицы приобретают массу вследствие нарушения киральной симметрии.

Вычисление амплитуд процессов с помощью МФКЛ основывается на том предположении, что матричные элементы от киральных лагранжианов (при выделении полюсных членов) слабо зависят от импульсов частиц. Это позволяет при описании процессов ограничиваться учетом лишь фейнмановских диаграмм типа дерева (древесное приближение). Действительно, применение МФКЛ к низкоэнергети-

* Существует также способ построения феноменологических лагранжианов линейной реализацией киральной симметрии [15, 19].

ческим процессам с участием пионов и каонов показало, что метод в древесном приближении воспроизводит результаты алгебры токов и с погрешностью 10 и 20% (соответственно для π - и K -мезонов) описывает экспериментальные данные [18].

В данном разделе мы не будем подробно излагать вывод лагранжианов (соответствующие выкладки приведены в вышеуказанных работах). Лагранжианы написаны в виде, удобном для практической цели — вычисления амплитуд и вероятностей распадов очарованных адронов. Некоторые общие формулы, такие, как ковариантные производные (формулы Картана), можно найти в приложении.

Лагранжианы сильных взаимодействий. Сильные взаимодействия 15-плета псевдоскалярных мезонов и 20-плета барионов описываются $SU(4) \times SU(4)$ -кирально-инвариантным лагранжианом, который имеет вид [18]

$$\begin{aligned}
 L_s(0^-, 1/2^+) = & -\frac{g_A}{F_\pi} [\alpha (\bar{B}\gamma_\mu \gamma_5 V_i B)_d + (1-\alpha) (\bar{B}\gamma_\mu \gamma_5 V_i B)_f] \partial_\mu \varphi_i - \\
 & -\frac{1}{2F_\pi^2} (\bar{B}\gamma_\mu V_i B)_f f_{ilm} \varphi_l \partial_\mu \varphi_m + \frac{g_A}{12F_\pi^3} [\alpha (\bar{B}\gamma_\mu \gamma_5 V_i B)_d + \\
 & + (1-\alpha) (\bar{B}\gamma_\mu \gamma_5 V_i B)_f] (f_{ikh} f_{mnk} + f_{inh} f_{mlk}) \varphi_l \varphi_n \partial_\mu \varphi_m + \\
 & + \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi_i \partial_\mu \varphi_i + O(\varphi^4). \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь

$$(\bar{B}V_i B)_{d(f)} = \frac{1}{2} \bar{B}_{[mn]}^a (V_i)_{ab}^b B_b^{[mn]} + (-) \bar{B}_{[bn]}^m (V_i)_{ab}^b B_m^{[an]}, \quad (2)$$

поля 15-плета мезонов (φ_i) и 20-плета барионов ($B_a^{[mn]}$) приведены в приложении 1. Лагранжиан содержит следующие параметры: $F_\pi = 94$ МэВ — константа распада $\pi \rightarrow \mu\nu$; $g_A = 1,25$ — константа перенормировки аксиального тока нуклона; $\alpha = 2/3$ — параметр смешивания F - и D -связей барионных полей, который фиксирован из экспериментальных данных по полулептонным распадам странных барионов [10]. В приложении 2 приведены более общий вид лагранжиана (2), а также лагранжиан, описывающий генерации масс адронов по схеме ГМОР, включающей в себя каибббовский поворот [18].

Применение теоремы Нетер к лагранжиану (2) приводит к следующему выражению для 15-плета адронных токов [18]:

$$\begin{aligned}
 J_\mu^i = & -F_\pi \partial_\mu \varphi^i + f_{jk}^i \varphi^j \partial_\mu \varphi^k + \{ (\bar{B}\gamma_\mu V_k B)_f + \\
 & + g_A [\alpha (\bar{B}\gamma_\mu \gamma_5 V_k B)_d + (1-\alpha) (\bar{B}\gamma_\mu \gamma_5 V_k B)_f] \times \\
 & \times \left(\delta_k^i + \frac{1}{F_\pi} f_{kj}^i \varphi^j + \frac{1}{2F_\pi^2} f_{km}^n f_{nl}^i \varphi^m \varphi^l \right) \} + O(\varphi^3). \quad (3)
 \end{aligned}$$

Лагранжиан сильного взаимодействия псевдоскалярных мезонов и барионов с векторными (1^-) и аксиально-векторными (1^+) мезонами получается из (2) удлинением производных (см. приложение 2)

и имеет вид [11]:

$$L_s(1^-, 0^-) = g f_{klm} \varphi^l \partial_\mu \varphi^k v_\mu^m; \tag{4}$$

$$L_s(1^-, 1/2^+) = -g [\beta (\bar{B} \gamma_\mu V_k B)_d + (1 - \beta) (\bar{B} \gamma_\mu V_k B)_f] v_\mu^k; \tag{5}$$

$$L_s(1^+, 1/2^+) = -g g_A [\alpha (\bar{B} \gamma_\mu \gamma_5 V_k B)_d + (1 - \alpha) (\bar{B} \gamma_\mu \gamma_5 V_k B)_f] a_\mu^k, \tag{6}$$

где v_μ^k и a_μ^k — поля 1^- - и 1^+ -мезонов соответственно; g — «универсальная» константа взаимодействия, которая фиксируется из экспериментальной ширины распада $\rho \rightarrow \pi\pi$:

$$g^2/4\pi \approx 3. \tag{7}$$

Как видно из табл. 1, при таком значении g ширины сильных распадов векторных мезонов не противоречат экспериментальным данным, и (7) является разумным приближением. Для фиксирования параметра смешивания F - и D -связей (β) можно использовать правило

Таблица 1. Вероятности распадов $1^- \rightarrow 0^- + 0^-$ при значении константы $g = \sqrt{12\pi}$ [см. (7)]

Тип распада	$\Gamma_{\text{теор}},$ МэВ	$\Gamma_{\text{эксп}},$ МэВ	Тип распада	$\Gamma_{\text{теор}},$ МэВ	$\Gamma_{\text{эксп}},$ МэВ
$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	154	154	$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$	1,8	1,4
$K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0$	16,1	16,7	$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	0,43	< 2,5
$K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+$	32,2	32,6	$D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0$	0,43	0,56
$\phi \rightarrow K^+K^-$	1,8	2,1	$D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$	0,86	< 1,2

Окубо — Цвейга — Иудзуки (ОЦИ) [23] в схеме идеального смешивания векторных мезонов ($\omega - \phi$), что приводит к следующему значению β (см. приложение 3):

$$\beta = 3/4. \tag{8}$$

Токи векторных и аксиально-векторных мезонов определяются как (см. приложение 2)

$$V_\mu^i = \frac{m_v^2}{g} v_\mu^i; \quad A_\mu^i = \frac{m_a^2}{g} a_\mu^i, \tag{9}$$

где m_v и m_a — массы 1^- - и 1^+ -мезонов соответственно.

Лагранжианы слабого взаимодействия. Для описания большинства экспериментальных данных по слабым распадам адронов при низких энергиях успешно применяется эффективный лагранжиан, имеющий форму ток \times ток:

$$L_w = \frac{G}{\sqrt{2}} (J_\mu J_\mu^\dagger + \text{э.с.}) \tag{10}$$

с универсальной константой Ферми $G \simeq 10^{-5}/M_n^2$ (M_n — масса нейтрона). Здесь J_μ — сумма лептонного тока

$$\bar{l} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_l$$

и андронного тока

$$J_{\mu}^{(h)} = (J_{\mu}^1 + iJ_{\mu}^2 + J_{\mu}^{13} + iJ_{\mu}^{14}) \cos \vartheta_c + \\ + (J_{\mu}^4 + iJ_{\mu}^5 - J_{\mu}^{11} - iJ_{\mu}^{12}) \sin \vartheta_c,$$

где ϑ_c — угол Кабиббо ($\sin \vartheta_c \simeq m_{\pi}/m_K$ [18]).

Часть лагранжиана (10), описывающая полулептонные распады адронов, имеет вид

$$L_w = \frac{G}{\sqrt{2}} (J_{\mu}^{(h)} l_{\mu}^+ + \text{э.с.}), \quad (11)$$

где члены, пропорциональные токам $J_{\mu}^1 \pm iJ_{\mu}^2$, $J_{\mu}^{13} \pm iJ_{\mu}^{14}$, $J_{\mu}^4 \pm iJ_{\mu}^5$ и $J_{\mu}^{11} \pm iJ_{\mu}^{12}$, соответствуют переходам с правилами $\Delta T = 1$ ($\Delta C = 0$), $\Delta T = 0$ ($\Delta C = 1$), $\Delta T = 1/2$ ($\Delta C = 0$) и $\Delta T = 1/2$ ($\Delta C = 1$) (T и C — изоспин и очарование).

Часть лагранжиана (10) как прямое произведение адронных токов не обеспечивает избирательного усиления слабых переходов с $\Delta T = 1/2$ ($\Delta S = 1$, $\Delta C = 0$) и $\Delta T = 1$ ($\Delta S = \Delta C = 1$), наблюдающихся в нелептонных распадах странных и очарованных адронов. В МФКЛ лагранжиан нелептонного слабого взаимодействия строится в соответствии с указанными эмпирическими правилами отбора. Так, лагранжиан, описывающий нелептонные распады странных адронов с правилом $\Delta T = 1/2$ относительно преобразований $SU(3)$ -группы, ведет себя как октет, поэтому доминантность $\Delta T = 1/2$ переходов называют также октетной доминантностью.

Лагранжиан нелептонного слабого взаимодействия для очарованных адронов может быть построен исходя из трансформационных свойств адронной части лагранжиана (10) относительно групп $SU(3)$ и $SU(4)$. Поскольку адронный ток принадлежит представлению 15 группы $SU(4)$, то представления, соответствующие лагранжиану (10), содержатся в разложении по неприводимым представлениям прямого произведения

$$15 \otimes 15 = 1_s \oplus 2 \oplus 15_s \oplus 45 \oplus 45^* \oplus 20_s \oplus 84_s. \quad (12)$$

Нетрудно убедиться в том, что произведение двух адронных токов (симметричное относительно перестановки токов) принадлежит симметричным представлениям

$$20_s \oplus 84_s.$$

При редукции $SU(4) \rightarrow SU(3)$ они расщепляются на представления $SU(3)$ -группы следующим образом:

$$20_s = \underbrace{6 \oplus 6^*}_{\Delta C=1} \oplus \underbrace{8}_{\Delta C=0}; \\ 84_s = \underbrace{6 \oplus 6^*}_{\Delta C=2} \oplus \underbrace{15 \oplus 15^* \oplus 3 \oplus 3^*}_{\Delta C=1} \oplus \underbrace{27 \oplus 8 \oplus 1}_{\Delta C=0}.$$

Отсюда видно, что прямым обобщением октетной доминантности является 20-плетная доминантность для лагранжиана нелептонных слабых распадов очарованных адронов [20, 22]. Следует заметить тот факт, что имеющиеся экспериментальные данные по нелептонным слабым распадам очарованных адронов свидетельствуют о большой интенсивности $\Delta T = 1$ переходов.

Лагранжиан нелептонного слабого взаимодействия, удовлетворяющий правилу $\Delta T = 1$ (20-плетной доминантности), имеет вид [20]

$$L_w^C(\Delta T = 1) = \frac{G}{\sqrt{2}} [(J_\mu^1 + iJ_\mu^2)(J_\mu^{13} + iJ_\mu^{14}) - (J_\mu^6 - iJ_\mu^7)(J_\mu^9 + iJ_\mu^{10}) + \text{э.с.}] \quad (13)$$

В действительности правила $\Delta T = 1/2$ и $\Delta T = 1$ не являются строгими. Их нарушение в МФКЛ описывается поворотом токов * в лагранжианах (12) и (13) на угол Кабиббо (ϑ_c) вокруг 7-й оси пространств групп $SU(3)$ и $SU(4)$ соответственно. Лагранжианы записываются в виде [12, 18]

$$L_w(\Delta T = 3/2) = \frac{G}{\sqrt{2}} (\sin \vartheta_c \cos \vartheta_c - 2 \sin \vartheta_c [(J_\mu^1 - iJ_\mu^2)(J_\mu^4 + iJ_\mu^5) + \text{э.с.}]; \quad (14)$$

$$L_w^C(\Delta T = 0) = -\frac{G}{\sqrt{2}} \sin^2 \vartheta_c [(J_\mu^4 - iJ_\mu^5)(J_\mu^{11} - iJ_\mu^{12}) + (J_\mu^6 - iJ_\mu^7)(J_\mu^9 - iJ_\mu^{10}) + \text{э.с.}]; \quad (15)$$

$$L_w^C(\Delta T = 1/2) = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \vartheta_c \sin \vartheta_c [(J_\mu^4 - iJ_\mu^5)(J_\mu^{13} - iJ_\mu^{14}) - (J_\mu^1 - iJ_\mu^2)(J_\mu^{11} - iJ_\mu^{12}) - (J_\mu^3 - \sqrt{3}J_\mu^8)(J_\mu^9 - iJ_\mu^{10}) + \text{э.с.}] \quad (16)$$

Для описания нелептонных слабых распадов барионов необходимо ввести также лагранжиан слабых одночастичных $B - B$ -переходов барионов. Лагранжианы (12) и (13) описывают лишь четность-нарушающую часть амплитуды распада, а четность-сохраняющая часть резко противоречит экспериментальным данным [14]. Необходимость учета слабых $B - B$ -переходов вытекает из теоремы алгебры токов [25], согласно которой в амплитуде распада $B \rightarrow B'\pi$ при $q_\pi \rightarrow 0$ барионный полюсный член, сохраняющий четность, не обращается в нуль, а имеет значение, сравнимое с борновским членом (при $q_\pi^2 = m_\pi^2$). Чтобы согласовать МФКЛ с данной теоремой в (12) надо добавить член

$$L_w^{BB}(\Delta T = 1/2) = G_{BB} \text{tr} [(\bar{B}, B) - \{\bar{B}, B\}] \lambda_6, \quad (17)$$

* Поворот осуществляется согласно формуле [18, 19] $J_\mu(\vartheta_c) \exp(-i\vartheta_c \lambda_7) \times J_\mu \exp(i\vartheta_c \lambda_7)$, где $J_\mu = \lambda_R J_\mu^h$.

где G_{BB} — феноменологический параметр. Подгонка теоретических амплитуд к экспериментальным дает

$$G_{BB} = -4,45 \cdot 10^{-8} \text{ ГэВ}^{-1}. \quad (18)$$

Аналогичный лагранжиан, описывающий слабые переходы очарованных барионов в обычные, имеет вид [9]

$$L_w^{BB} (\Delta T = 1) = G'_{BB} \left[\frac{1}{\sqrt{6}} (\bar{\Xi}^0 \Xi_c^0 + \bar{\Lambda} \Sigma_c^0 + \bar{\Sigma}^+ \Lambda_c^+ + 2\bar{\Xi}_c^+ \Omega_c^+) + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{\Xi}^0 \Xi_c^{0'} - \bar{\Sigma}^0 \Sigma_c^0 + \bar{\Sigma}^+ \Sigma_c^+) + \text{э.с.} \right]. \quad (19)$$

В расчетах используется приближение $G'_{BB} = G_{BB}$.

2. ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ

Недавно появились первые экспериментальные данные по инклюзивным полулептонным распадам очарованного Λ_c^+ -бариона [1]. Эти данные позволяют сделать хотя бы качественное заключение о пра-

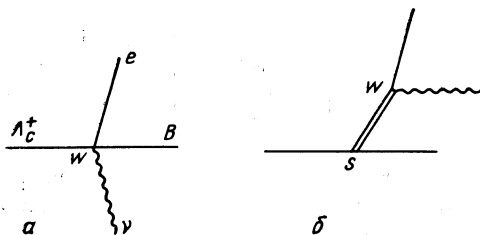


Рис. 1. Диаграммы распада $\Lambda_c^+ \rightarrow Be\nu$, где s и w — вершины сильного и слабого взаимодействия соответственно

вильности киральных токов, тем самым проверить $SU(4) \times SU(4)$ -кирально-инвариантный лагранжиан для очарованных барионов. Заметим, что октет киральных токов хорошо описывает полулептонные распады обычных барионов [10] при значении параметра смешивания F - и D -связей $\alpha = 2/3$.

Амплитуда полулептонного распада бариона Λ_c^+ в пренебрежении массой лептона (m_e) и отсутствие токов второго рода записывается в виде

$$\mathfrak{M}(\Lambda_c^+ \rightarrow Be\nu) = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_2) \left[f_1(q^2) \gamma_\mu + \frac{f_2(q^2)}{M_{\Lambda_c} + M_B} \sigma_{\mu\nu} q_\nu + \right. \\ \left. + f_3(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 \right] u(p_1) \bar{u}(k_2) \gamma_\mu (I + \gamma_5) u(k_1), \quad (20)$$

где $q = k_1 + k_2$; (p_1, p_2) и (k_1, k_2) — 4-импульсы барионов и лептонов соответственно, а f_i — формфакторы. Фейнмановские диаграм-

мы * распада показаны на рис. 1. Значения $f_1(0)$ и $f_3(0)$ определяются из токов (3) и равны $f_1(0) = -1$, $f_3(0) = (2\alpha/3 - 1) g_A$ и $f_1(0) = -3/\sqrt{6}$, $f_3(0) = -(3 - 2\alpha) g_A/\sqrt{6}$ для кабиббовски разрешенных и кабиббовски запрещенных распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e \nu$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow n e \nu$ соответственно. Зависимость формфакторов от импульса передачи (q) учитывается диаграммой б, т. е. полюсным вкладом векторных и аксиально-векторных мезонов. Формфактор $f_2(0)$ связан с магнитными моментами слабых переходов $\Lambda_c^+ \rightarrow B$. Поскольку значения магнитных моментов для очарованных адронов должны быть значительно меньше, чем для обычных, то в расчетах можно использовать приближение $f_2(0) = 0$. Следует заметить, что предсказания $SU(4)$ -симметрии для $f_2(0)$ приводят к вероятностям распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow B e \nu$, резко противоречащим экспериментальным данным [10].

Таблица 2. Вероятности распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow B e \nu$ [при $\alpha = 2/3$ в токах (3)]

Тип распада	Фактор Кабиббо	$\Gamma, 10^{11} \text{ с}^{-1}$	
		I	II
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e \nu$	$\cos \vartheta_c$	2,16	2,06
$\Lambda_c^+ \rightarrow n e \nu$	$\sin \vartheta_c$	0,31	0,33

В табл. 2 приведены значения вероятностей β -распадов Λ_c^+ -бариона, вычисленные: (I) при $f_i(q^2) = f_i(0)$ [диаграмма а] и (II), когда q -зависимость f_i учитывается диаграммой б.

Из таблицы видно, что полюсный вклад мезонов со спином 1 не существен. Заметим, что модель, основанная на $SU(4)$ -симметрии и дипольном приближении для формфакторов [26], в противоположность экспериментальным данным приводит к сильно завышенному значению для вероятности полулептонных распадов Λ_c^+ -бариона. В то же время как результат (II) в рамках точности МФКЛ находится в удовлетворительном согласии с экспериментальной вероятностью [1] инклюзивного распада

$$\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e x) = (0,48 \pm 0,38) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}.$$

Это свидетельствует о разумности применения МФКЛ к качественному описанию слабых распадов очарованных барионов. Для более широкой проверки сделанного утверждения необходимо рассматривать и нелептонные распады очарованных барионов.

* Вклад диаграммы с промежуточным 0-мезоном пропорционален массе лептона, поэтому им можно пренебречь.

3. НЕЛЕПТОННЫЕ СЛАБЫЕ РАСПАДЫ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ

В настоящее время имеются экспериментальные данные для не-лептонных слабых распадов Λ_c^+ -бариона [1] от двух до четырехчастичных мод. Поэтому мы будем рассматривать только распады типа $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi$, $\Lambda_c^+ \rightarrow B\nu$, $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2\varphi_3$ (где B — барион, ν — 1^- -мезон, φ — 0^- -мезон).

Распады $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi$. Амплитуда распада записывается в виде

$$\mathfrak{M}(\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi) = Gm_\varphi^2 \bar{u}_B (S + P\gamma_5) u_{\Lambda_c^+}, \quad (21)$$

где m_φ — масса мезона φ . Параметры S и P соответствуют четность-нарушающей (s -волновой) и четность-сохраняющей (p -волновой) ча-

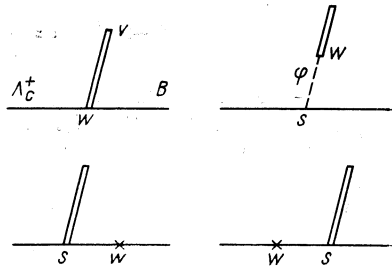
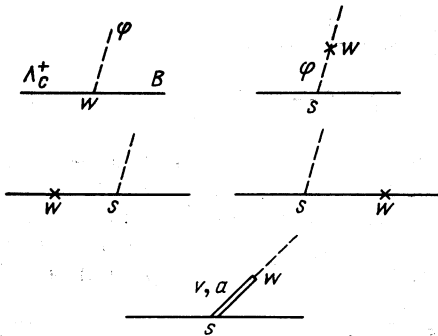


Рис. 2. Диаграммы распада $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi$: ν — 1^- -мезон; a — 1^+ -мезон

Рис. 3. Диаграммы распада $\Lambda_c^+ \rightarrow B\nu$

стям амплитуды. Диаграммы распадов показаны на рис. 2. Результаты вычислений [9] вкладов диаграмм в S и P , а также вероятности мод распадов с учетом и без учета жесткости мезонов приведены в табл. 3.

Таблица 3. Амплитуды (S и P) и вероятности Γ (10^{11} с^{-1}) распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi$.

В столбцах I—III приведены результаты вычислений без учета полюсных вкладов мезонов со спином 1 (I), с их учетом (II) и экспериментальные данные (III) соответственно

Тип распада	I			II			III
	S	P	Γ	S	P	Γ	$\Gamma_{\text{эксп}}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$	5	5,8	1,8	-3,7	5,6	1	$0,26^{+0,24}_{-0,23}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0$	-0,2	1,4	3	-0,3	1	2,1	$0,48^{+0,32}_{-0,37}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0\pi^+$	0	1,6	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0	-0,8	$4 \cdot 10^{-3}$	—
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+\pi^0$	0	-1,8	$1,6 \cdot 10^{-2}$	0	0,9	$4 \cdot 10^{-3}$	—
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+\eta$	0	-0,1	$0,5 \cdot 10^{-2}$	0	-0,14	0,01	—
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$	0	0,5	0,1	0	-0,26	0,03	—

Таблица 4. Амплитуды (A и B) и вероятности Γ (10^{11} с^{-1}) распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow Bv$

Тип распада *	$g=g_{F^*}=\dots=g_\rho=\sqrt{12\pi}$			$g_{K^*}/g_\rho=m_{K^*}/m_\rho$			$\Gamma_{\text{экср}}$ (ACSMOR, 1987)
	A	B	Γ	A	B	Γ	
$\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^{*0}$	-0,22	-0,43	10,9	0,04	0,16	1,5	17,5±4
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\rho^+$	-0,19	-0,2	3,1	-0,08	-0,05	0,3	—
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^{*+}$	-0,15	0	$0,4 \cdot 10^{-3}$	0,04	0	$3 \cdot 10^{-3}$	—

* Другие возможные моды подавлены.

Как видно из таблицы, полюсные вклады мезонов со спином 1 значительно снижают вероятности распадов.

Распады $\Lambda_c^+ \rightarrow Bv$. Амплитуда распада имеет вид

$$\mathfrak{M}(\Lambda_c^+ \rightarrow Bv) = \frac{G}{\sqrt{2}} \varepsilon_\mu^\lambda \bar{u}_B \gamma_\mu (A + B\gamma_5) u_{\Lambda_c}, \quad (22)$$

где ε_μ^λ — вектор поляризации векторного мезона v , A и B — параметры (аналогичные P и S). Диаграммы распадов показаны на рис. 3. Результаты вычислений [13], представленные в табл. 4, получены для двух случаев: когда g — универсальная ($g_{F^*} = \dots = g_{K^*} = g_\rho = g$) и когда она удовлетворяет соотношению $SU(3)$ -нарушения [27]

$$\frac{g_{K^*}}{g_\rho} = \frac{m_{K^*}}{m_\rho}. \quad (23)$$

Распады $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2$. Амплитуду распада можно представить в следующем виде:

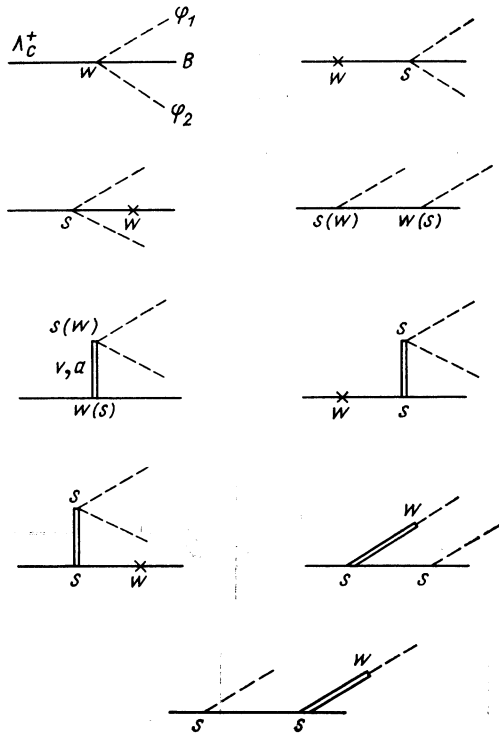
$$\mathfrak{M}(\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2) = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_B [a + a_5\gamma_5 + \hat{k}_1(b + b_5\gamma_5) + \hat{k}_2(C + C_5\gamma_5)] u_{\Lambda_c}, \quad (24)$$

где $\hat{k}_i = \varphi_\mu(k_i)_\mu$; k_i — 4-импульс мезона φ_i ; a, \dots, C_5 — параметры, зависящие от k_i .

Диаграммы распадов изображены на рис. 4. В табл. 5 приведены вероятности для доминирующих мод распадов [13].

Таблица 5. Вероятности распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2$

Тип распада	$\Gamma, 10^{11} \text{ с}^{-1}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$	17,8
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^0$	8,5
$\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0\pi^0$	11,8
$\Lambda_c^+ \rightarrow n\bar{K}^0\pi^+$	12,7
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda K^+\pi^0$	1,9


 Рис. 4. Диаграммы распада $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2$

Распады $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2\varphi_3$. Мы ограничимся рассмотрением двух мод распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow B\pi^-\pi^+\pi^+$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0\pi^+\pi^-$, которые наблюдаются во многих экспериментах, в том числе БИС-2 (проводимом на серпуховском ускорителе) [28].

Амплитуда распада имеет вид

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{M}(\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2\varphi_3) = & \frac{G}{F_\pi} \bar{u}_B [A + A_5\gamma_5 + \hat{P}(B + B_5\gamma_5) + \\
 & + \hat{Q}(C + C_5\gamma_5) + \hat{P}\hat{Q}(D + D_5\gamma_5) + i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\gamma_\mu\Delta_\nu Q_\alpha P_\beta (E + E_5\gamma_5)] u_{\Lambda_c}. \quad (25)
 \end{aligned}$$

Здесь A, \dots, E_5 — лоренц-инвариантные функции переменных

$$\begin{aligned}
 s_1 = (k_1 + p_B)^2, \quad s_2 = (k_1 + k_2)^2, \quad s_3 = (k_2 + k_3)^2, \quad t_1 = (p - p_B)^2, \\
 t_2 = (p - k_3)^2, \quad \Delta = p - p_B, \quad P = k_2 + k_3, \quad Q = k_2 - k_3,
 \end{aligned}$$

где k_i, p и p_B — 4-импульсы мезона φ_i , начального и конечного барионов соответственно. Диаграммы распадов изображены на рис. 5. Вершине аномального взаимодействия (\tilde{s}), определяющей последний

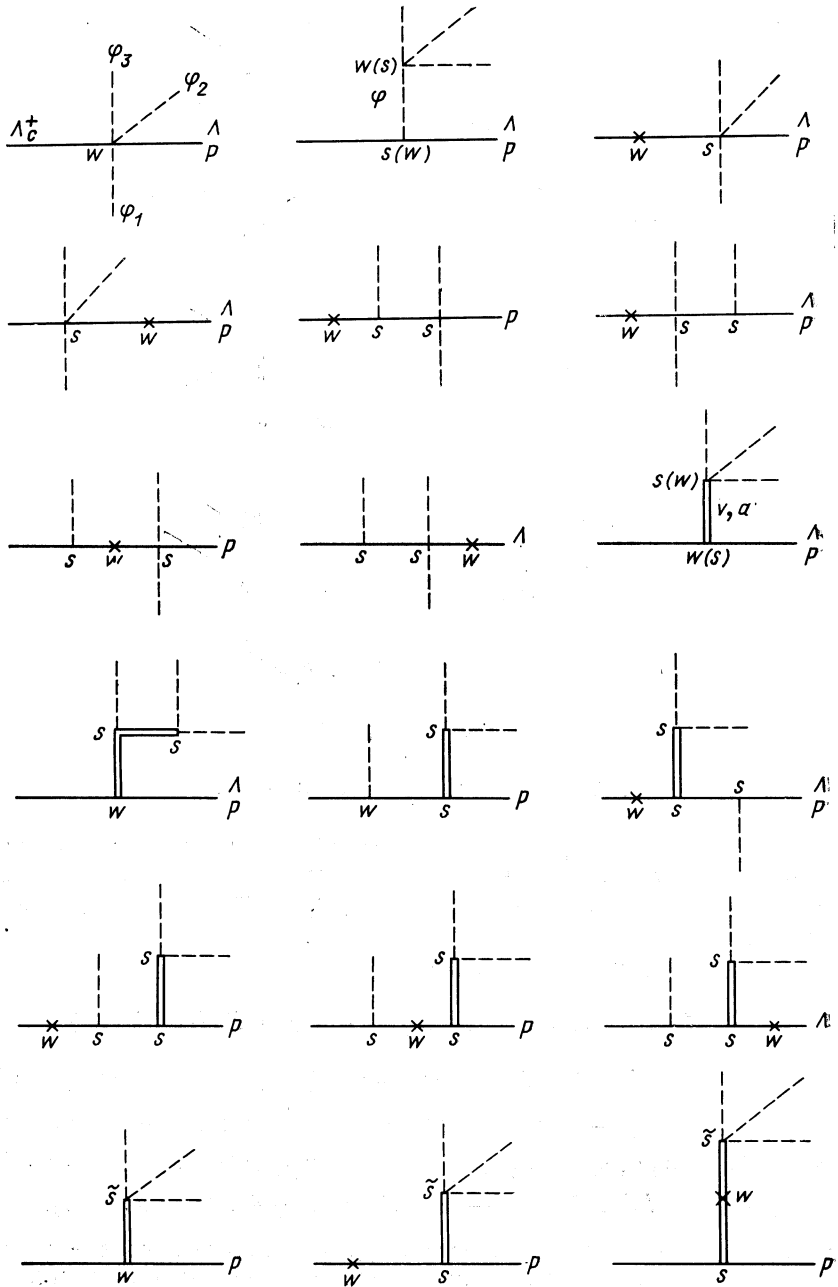


Рис. 5. Диаграммы распада $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi_1\varphi_2\varphi_3$, где \tilde{s} — вершина аномального сильного взаимодействия

член амплитуды (E и E_5), соответствует лагранжиан аномального взаимодействия [29]

$$L_{v3\varphi} = ih\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \text{tr} (v_\mu \partial_\nu \varphi \partial_\alpha \varphi \partial_\beta \varphi),$$

где $h = -g/(4\pi^2 F_\pi^3)$.

Заметим, что для выбора кинетических переменных, упрощающих расчеты, поля мезонов удобно выбирать в следующем соответствии: $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3) = (\pi^-, \pi^+, \pi^0)$ и $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3) = (\bar{K}^0, \pi^+, \pi^-)$.

Таблица 6. Вероятности распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^- \pi^+ \pi^+$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$. В столбцах I-II приведены результаты в мягкомезонном приближении (I), а также при учете полюсных вкладов 1-мезонов (II)

Тип распада	$\Gamma, 10^{11} \text{с}^{-1}$	
	I	II
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^- \pi^+ \pi^+$	0,055	0,16
$\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	0,42	$\leq 1,2$

В табл. 6 представлены вероятности распадов, вычисленные в приближении «мягких» мезонов (I), а также с учетом полюсных вкладов векторных мезонов и аксиально-векторных мезонов (II) (т. е. в приближении жестких мезонов).

Сравним вычисленные вероятности с имеющимися теоретическими предсказаниями и экспериментальными данными.

В настоящее время теоретически исследованными в различных моделях являются двухчастичные распады типа $\Lambda_c^+ \rightarrow B\varphi$. В табл. 7 приведены для распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$ вероятности распадов, их отношение, а также отношение параметров асимметрии (α)* распадов, полученные в разных подходах. Из таблицы видно, что значения вероятностей (и их отношения), полученные в нашем подходе, сравнительно близки к экспериментальным данным. Заметим, что недавно в эксперименте БИС-2 измерены асимметрии ** распадов

[28] $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^- \pi^+ \pi^+$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$:

$$A(\Lambda) = 0,30 \pm 0,22 \text{ и } A(p) = -(0,24 \pm 0,13).$$

* $\alpha = \frac{a_P^* a_S}{|a_P|^2 + |a_S|^2}$, где $\left| \frac{a_P}{a_S} \right|^2 = \frac{(M - M_B)^2 - m_\varphi^2}{(M + M_B)^2 - m_\varphi^2} \left| \frac{P}{S} \right|^2$; m_φ и M , M_B — массы мезона и барионов Λ_c^+ , B соответственно.

** $A(B) = \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P}_B(\theta)$, где $\mathcal{P}_B(\theta)$ — поляризация бариона B .

Таблица 7. Предсказания различных феноменологических подходов для вероятностей распадов, Γ (10^{11}с^{-1}), $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$, их отношения, а также отношения параметров асимметрии (α) этих распадов

Феноменология	$\Gamma (\Lambda \pi^+)$	$\Gamma (p \bar{K}^0)$	$\Gamma (\Lambda \pi^+) / \Gamma (p \bar{K}^0)$	$\alpha (\Lambda \pi^+) / \alpha (p \bar{K}^0)$
Кварковая модель [5]	0,8	8,9	0,09	-1,26
Алгебра токов * [6]	0,77 (1,61)	1,64 (2,87)	0,47 (0,56)	—
Модель мешков МИТ [7]	3,8	1,7	2,23	1,08
Модель тяжелого мешка [8]	0,32	0,17	1,88	1,22
МФКЛ (с учетом жесткости мезонов)	1	2,1	0,48	1,06
Эксперимент [1]	$0,26 \pm 0,2$	$0,48 \pm 0,3$	$0,54^{+1,89}_{-0,53}$	—

* Значения в скобках получены при учете КХД-поправок на малых расстояниях к слабому гамильтониану.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные еще недостаточны, чтобы однозначно определить, насколько надежным является МФКЛ для описания нелептонных слабых распадов очарованных барионов. Тем не менее, можно сделать качественное сравнение полученных нами результатов с данными [1]. Из табл. 3 и 4 видно, что вычисленные вероятности распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0}$ в 2—4 раза превышают экспериментальные, тогда как их отношения находятся в хорошем согласии с данными [1]. По-видимому, завышенность теоретических вероятностей связана с пренебрежением импульсной зависимости слабых формфакторов (F_π , F_D и т. д.). В таблице мировых данных [1] приведена вероятность $\Gamma (\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K} \pi^+) = (0,95 \pm 0,5) \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}$, которая значительно меньше теоретической ($17,8 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}$) (табл. 5). Однако на наш взгляд еще рано опираться на это экспериментальное значение, так как распад $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K} \pi^+$ должен идти через канал $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0}$, и поэтому

не должен быть подавленным по сравнению с последним подавленным должен быть каиббовски запрещенный распад $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+\pi^-$, идущий через $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^{*0}$. Делать строгие выводы о четырехчастичных распадах преждевременно. Нам пока не удалось с хорошей точностью вычислить вероятность распада $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ с учетом полюсного вклада векторных мезонов, из-за слишком малого значения параметра $\zeta \sim 10^{-9}$ (см. разд. 4), при котором программа счета на ЭВМ становится неэффективной. Тем не менее на основании вероятностей, вычисленных с учетом полюсных вкладов векторных мезонов (см. табл. 6), можно оценить отношение

$$\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^-\pi^+\pi^+) : \Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0\pi^+\pi^-) \geq 0,1$$

(знак неравенства учитывает тенденцию медленного спада вероятности распада $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ с улучшением точности в процессе счета). В эксперименте БИС-2 были измерены значения произведения относительных вероятностей распадов (B) на сечения образования (σ) бариона (Λ_c^+), которые равны [28]

$$\sigma B(\Lambda\pi^-\pi^+\pi^+) = (2,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (на ядро карбона),}$$

$$\sigma B(p\bar{K}^0\pi^+\pi^-) = (10 \pm 4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (на ядро карбона).}$$

Очевидно, что их отношение перекрывается нашим результатом (0,1).

Таким образом, МФКЛ позволяет удовлетворительно (в рамках точности метода и эксперимента) описать относительные вероятности мод распадов очарованного Λ_c^+ -бариона.

4. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ВЕРОЯТНОСТЕЙ МНОГЧАСТИЧНЫХ РАСПАДОВ

Для оценки вероятностей распадов в рамках МФКЛ достаточно было бы использовать довольно простые приближенные методы, точность которых не хуже, чем точность МФКЛ. Однако в настоящем разделе мы изложим методику описания многочастичных распадов (по методу Монте-Карло), которая широко используется при обработке экспериментальных данных. Эта методика представляет также самостоятельный интерес, поскольку позволяет по известному матричному элементу проводить моделирование процессов, ожидаемых в эксперименте, или, наоборот, установить структуру матричного элемента непосредственно из экспериментальных данных.

Дифференциальная вероятность распада частицы с массой M и 4-импульсом P на n вторичных частиц определяется выражением [31]

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^{4-3n}}{2M} |\mathfrak{M}|^2 d\Phi_n(p_1, \dots, p_n), \quad (26)$$

где \mathfrak{M} — матричный элемент; $d\Phi$ — элемент фазового объема, зависящий от 4-импульсов (p_i) и масс (m_i) вторичных частиц:

$$d\Phi_n = \prod_{i=1}^n d^4p_i \delta(p_i^2 - m_i^2) \delta^{(4)}\left(\sum_{j=1}^n p_j - P\right).$$

Для вычисления полной вероятности распада нужно проинтегрировать выражение (26) по фазовому объему. Размерность интеграла (k) связана с числом частиц (n) соотношением

$$k = 3n - 4.$$

Например, для расчета вероятности трехчастичного распада нужно интегрировать по пятимерной области, а для распада на четыре частицы — по восьмимерной.

Общепринятым способом вычисления таких интегралов стал метод Монте-Карло. Алгоритм расчета был предложен Г. И. Копыловым в 1958 г. [32] и подробно описан в монографии [31]. Моделирование многочастичных распадов по этому методу связано с решением двух проблем. Первая — это получение разрешенного кинематикой набора переменных (p_1, \dots, p_n), а вторая — нивелирование веса.

Первая проблема решается путем так называемого многоступенчатого процесса. Распад частицы с массой M на n частиц можно представить в виде цепочки двухчастичных распадов:

$$\begin{array}{ccccccc}
 M & \longrightarrow & C_{n-1} & \longrightarrow & C_{n-2} & \longrightarrow & \dots & C_3 & \longrightarrow & C_2 & \longrightarrow & m_1. \\
 & \searrow & & \searrow & & \searrow & & & \searrow & & \searrow & \\
 & & m_n & & m_{n-1} & & & & m_3 & & m_2 &
 \end{array}$$

Здесь C_j обозначает компаунд, состоящий из частиц $1, \dots, j$. Отметим, что речь идет не о физической гипотезе распада через промежуточные состояния, а о математическом приеме. Такая процедура позволяет без отбраковки получать импульсы вторичных частиц, удовлетворяющие законам сохранения энергии-импульса. Каждый набор импульсов можно рассматривать как точку в k -мерном фазовом пространстве. Если этим точкам приписывать соответствующий вес, то они обеспечивают равномерное заполнение фазового пространства. Для каждого распада $C_j \rightarrow C_{j-1} + m_j$ нужно промоделировать массу компаунда C_{j-1} и углы, определяющие направление разлета (в системе отсчета, связанной с исходным компаундом C_j). Направление обычно моделируется изотропным способом.

Для примера рассмотрим моделирование распада на четыре частицы. Массы компаундов трех и двух частиц будем обозначать M_3 и M_2 соответственно. Область допустимых значений величин M_2 и M_3 определяется соотношением треугольника:

$$\left. \begin{array}{l}
 m_1 + m_2 + m_3 \leq M_3 \leq M - m_4; \\
 m_1 + m_2 \leq M_2 \leq M_3 - m_3.
 \end{array} \right\} \quad (27)$$

Обычно применяют один из двух способов моделирования масс: либо заполняют двухмерную область (27) с равномерной плотностью, либо последовательно моделируют массы M_3 и M_2 равномерно в указанных пределах. Эти же два способа применяются и в общем случае распада на n частиц с той лишь разницей, что область допустимых значений становится $(n - 2)$ -мерным гиперсимплексом.

При моделировании масс первым способом вес точки есть

$$\Phi_1 = \frac{(2\pi)^{n-1} \left(M - \sum_{i=1}^n m_i \right)^{n-2}}{2M(n-2)!} |\mathfrak{M}|^2 \prod_{j=2}^n p_j^*. \quad (28)$$

Если моделировать массы последовательно и равномерно (второй способ), то вес точки будет таким:

$$\Phi_2 = \frac{(2\pi)^{n-1} \left(M - \sum_{i=1}^n m_i \right)^{n-2}}{2M} |\mathfrak{M}|^2 P_n^* \prod_{j=2}^{n-1} \eta_j^{j-2} p_j^*. \quad (29)$$

В этих формулах p_j^* — импульс частицы с массой m_j в системе компаунда C_j , а

$$\eta_j = \frac{M_j}{M - \sum_{i=1}^{j+1} m_i}.$$

В программе, которая использовалась нами для расчета вероятностей распадов, применялся второй способ (в этом случае область определения является k -мерным гиперкубом), и вес точек вычислялся по формуле (29).

Вторая проблема — нивелирование веса — намного сложнее и универсальных путей решения ее пока нет. Обозначим максимальное значение весовой функции Φ_{\max} , а среднее ее значение — $\langle \Phi \rangle$. Параметр

$$\zeta = \langle \Phi \rangle / \Phi_{\max}, \quad (30)$$

который мы будем называть коэффициентом заполнения, характеризует трудность вычисления интеграла от функции Φ . Геометрический смысл параметра ζ очевиден. Для функции Φ , область определения которой есть единичный гиперкуб и нормированной таким образом, что $\Phi_{\max} = 1$, коэффициент заполнения равен интегралу от этой функции по гиперкубу. Для произвольной функции коэффициент заполнения — это отношение интеграла от функции к наименьшему объему $(k+1)$ -мерного параллелепипеда, заключающего в себе k -мерную область определения и область значений функции Φ .

При малых значениях ζ ($\leq 10^{-6}$) прямое вычисление интеграла методом Монте-Карло становится затруднительным. Требуется применение каких-то специальных алгоритмов, позволяющих увеличить параметр ζ . Этого можно достичь, например, подобрав удачную замену переменных в интегрируемой функции Φ , что, вообще говоря, является нетривиальной задачей.

Существуют также методы ускорения сходимости, не связанные с изменением параметра ζ (см., например, [33]). С нашей точки зрения для вычисления трудных многомерных интегралов перспективными являются адаптивные методы, в которых в процессе счета про-

исходит оптимизация моделирования для данной функции в зависимости от ее вида. При вычислении вероятностей распадов очарованных барионов использовался алгоритм [34], суть которого заключается в следующем. Пусть требуется вычислить интеграл от функции $\Phi(\xi_1, \dots, \xi_k)$, областью определения которой является k -мерный единичный гиперкуб. Процесс моделирования разбивается на шаги, и каждый шаг заключается в бросании в гиперкуб определенного числа (n) случайных точек (например, $n = 1000$). Помимо вычисления среднего значения $\langle \Phi \rangle$ строится k гистограмм (h_1, \dots, h_k). Каждую гистограмму (h_j) можно рассматривать как оценку функции распределения параметра ξ_j :

$$\varphi_j(\xi_j) d\xi_j = \int \dots \int \Phi(\xi_1, \dots, \xi_k) d\xi_1 \dots d\xi_{j-1} d\xi_{j+1} \dots d\xi_k.$$

В зависимости от конкретного вида гистограммы (h_j), полученной на данном шаге, меняется размер бина гистограммы. Процесс перестройки бинов гистограмм направлен на то, чтобы получить приблизительно равномерное заполнение каждого бина. При моделировании каждый бин гистограммы выбирается с одинаковой частотой, а в пределах бина точки бросаются равномерно. Тем самым достигается неравномерное бросание точек в область определения каждой из переменной ξ_j , причем закономерность бросания точек в процессе счета приближается к плотности распределения $\varphi_j(\xi_j)$. Неравномерное бросание точек компенсируется дополнительным весовым множителем, связанным с размерами тех бинов, в которые попала данная многомерная точка (ξ_1, \dots, ξ_k).

Такая процедура должна улучшать процесс сходимости, если в функции Φ отсутствуют сильные корреляции между переменными ξ_j . При наличии таких корреляций метод становится малоэффективным.

Данный метод был использован при вычислении вероятностей многочастичных распадов очарованных барионов, и во многих случаях он приводил к ускорению получения результата при заданной требуемой точности. В ряде случаев нам не удалось получить результат с разумной точностью (например, в случае распада $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$). По-видимому, это связано с наличием в матричном элементе корреляций, о которых мы говорили выше.

В целом мы считаем адаптивные методы перспективными применительно как к вычислению интегралов по фазовому объему, так и к другим задачам, в которых используется метод Монте-Карло. В настоящее время изучается возможность дальнейшего развития метода для решения вышеупомянутых проблем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре было рассмотрено применение к слабым распадам очарованных барионов метода феноменологических киральных лагранжианов, который учитывает наряду с взаимодействиями псевдо-

скалярных мезонов и барионов также взаимодействия этих частиц с векторными и аксиально-векторными мезонами и слабые одночастичные переходы барионов.

Разумность такого подхода для описания слабых распадов очарованных барионов получила подтверждение на полулептонных и нелептонных слабых распадах очарованного бариона Λ_c^+ (для которого получены первые экспериментальные данные). Следует отметить, что МФКЛ не включает в себя, кроме мезонов со спином 1, высоковозбужденные состояния типа $3/2^+$ -барионные резонансы. Однако, как следует из экспериментальных исследований [28], вклад таких состояний в вероятности распадов Λ_c^+ -бариона не превышает 20%, что вполне пренебрежимо в рамках точности МФКЛ. Поэтому полученные результаты МФКЛ мы считаем разумными.

Предсказания МФКЛ были проверены только на распадах легчайшего Λ_c^+ -бариона. В этой связи интерес представляет сравнение результатов метода для распадов других очарованных барионов с данными будущих экспериментов, которое позволило бы проверить основные предположения МФКЛ (20-плетная доминантность, универсальность констант взаимодействия и т. п.).

Мы надеемся, что МФКЛ будет полезным при построении теории нелептонных слабых взаимодействий адронов и обработке данных экспериментов по исследованию свойств (по крайней мере, легких) очарованных адронов.

П Р И Л О Ж Е Н И Е 1

15-плет полей псевдоскалярных мезонов можно представить в следующей матричной форме:

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_i \varphi_i = \begin{pmatrix} a & \pi^+ & K^+ & \bar{D}^0 \\ \pi^- & b & K^0 & D^- \\ K^- & \bar{K}^0 & c & D_s^- \\ D^0 & E^+ & D_s^+ & d \end{pmatrix},$$

$$a = \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_c}{\sqrt{12}}, \quad b = -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_c}{\sqrt{12}},$$

$$c = -\frac{2\eta}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_c}{\sqrt{12}}, \quad d = -\frac{3\eta_c}{\sqrt{12}},$$

где λ_i — матрицы Гелл-Мана, удовлетворяющие соотношению $[\lambda_i, \lambda_j] = i f_{ijk} \lambda_k$, $\{i, j, k\} = (1, 15)$.

Поля векторных мезонов в схеме «идеального» смешивания ($\omega - \phi$) представляются в виде

$$v_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_i v_\mu^i = \begin{pmatrix} \alpha_\mu & \rho_\mu^+ & K_\mu^{*+} & \bar{D}_\mu^{*0} \\ \rho_\mu^- & \beta_\mu & K_\mu^{*0} & D_\mu^{*-} \\ K_\mu^{*-} & \bar{K}_\mu^{*0} & \gamma_\mu & D_{s\mu}^{*-} \\ D_\mu^{*0} & D_\mu^{*+} & D_{s\mu}^{*+} & \delta_\mu \end{pmatrix},$$

$$\alpha_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (\rho_\mu^0 + \omega_\mu) + \frac{1}{\sqrt{12}} (J/\psi)_\mu; \quad \gamma_\mu = -\phi_\mu + \frac{1}{\sqrt{12}} (J/\psi)_\mu;$$

$$\beta_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (-\rho_\mu^0 + \omega_\mu) + \frac{1}{\sqrt{12}} (J/\psi)_\mu; \quad \delta_\mu = -\frac{3}{\sqrt{12}} (J/\psi)_\mu.$$

Компоненты тензора $B_a^{[mn]}$ через поля 20-плета $1/2^+$ -барионов выражаются в следующем виде:

$$B_1^{[12]} = \frac{\Xi_c^+}{\sqrt{6}} - \frac{\Xi_c'^+}{\sqrt{2}};$$

$$B_1^{[13]} = \frac{\Lambda_c^+}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma_c^+}{\sqrt{2}};$$

$$B_1^{[14]} = \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}};$$

$$B_1^{[23]} = \Sigma_c^{++} (cuu);$$

$$B_1^{[24]} = \Sigma^+;$$

$$B_1^{[34]} = p;$$

$$B_2^{[12]} = \frac{\Xi_c^0}{\sqrt{6}} - \frac{\Xi_c'^0}{\sqrt{2}};$$

$$B_2^{[13]} = \Xi_c^0 (cdd);$$

$$B_2^{[14]} = \Sigma^-;$$

$$B_2^{[23]} = \frac{\Lambda_c^+}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma_c^+}{\sqrt{2}};$$

$$B_2^{[34]} = n;$$

$$B_3^{[12]} = -\Omega_c^0 (css);$$

$$B_3^{[13]} = \frac{\Xi_c^0}{\sqrt{6}} + \frac{\Xi_c'^0}{\sqrt{2}};$$

$$B_3^{[14]} = -\Xi^-;$$

$$B_3^{[23]} = -\frac{\Xi_c^+}{\sqrt{6}} - \frac{\Xi_c'^+}{\sqrt{2}};$$

$$B_3^{[24]} = \Xi^0;$$

$$B_3^{[34]} = -\frac{2}{\sqrt{6}} \Lambda;$$

$$B_4^{[12]} = -\Omega_{cc}^+ (ccs);$$

$$B_4^{[13]} = \Xi_{cc}^+ (ccd);$$

$$B_4^{[14]} = -\frac{2}{\sqrt{6}} \Xi_c^0 (c [ds]);$$

$$B_4^{[23]} = -\Xi_{cc}^{++};$$

$$B_4^{[24]} = \frac{2}{\sqrt{6}} \Xi_c^+ (c [us]);$$

$$B_4^{[34]} = \frac{2}{\sqrt{6}} \Lambda_c^+ (c [ud]),$$

где в скобках показан кварковый состав очарованного бариона, штрих означает, что два кварка симметризованы: $\Xi_c^+ (c [us])$, $\Xi_c^0 (c [ds])$. Массы очарованных барионов, обусловленные нарушением киральной симметрии по схеме ГМОР с кабиббовским поворотом [18, 19, 31], следующие (в ГэВ): $M_{\Lambda_c^+} = 2,260$; $M_{\Sigma_c^{++}} = 2,426$; $M_{\Sigma_c^+} = 2,459$; $M_{\Sigma_c^0} = 2,452$; $M_{\Xi_c^+} = 2,460$; $M_{\Xi_c^0} = 2,476$; $M_{\Xi_c^+} = 2,618$; $M_{\Xi_c^0} = 2,629$; $M_{\Omega_c^0} = 2,794$; $M_{\Xi_{cc}^{++}} = 3,647$; $M_{\Omega_{cc}^+} = 3,894$.

В литературе значения f_{ijk} и λ_i приводятся для группы $SU(3)$ сравнительно часто, поэтому здесь полезно их привести для $SU(4)$ -группы.

Ненулевые значения f_{ijk} :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} f_{123} &= f_{147} = -f_{156} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = -f_{367} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} f_{458} = \frac{1}{\sqrt{3}} f_{678} = f_{1912} = -f_{11011} = f_{2911} = f_{21012} = f_{3910} = \\ &= -f_{31112} = f_{4914} = -f_{41013} = f_{5913} = f_{51014} = f_{61114} = -f_{61213} = \\ &= f_{71113} = f_{71214} = \sqrt{3} f_{8910} = \sqrt{3} f_{81112} = -\frac{\sqrt{3}}{2} f_{81314} = \\ &= \frac{\sqrt{6}}{4} f_{91015} = \frac{\sqrt{6}}{4} f_{111215} = \frac{\sqrt{6}}{4} f_{131415} = \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Ненулевые элементы λ_i :

$$\begin{aligned} (\lambda_1)_1^2 &= (\lambda_1)_2^4 = (\lambda_2)_1^4 = -(\lambda_3)_2^2 = (\lambda_4)_1^3 = (\lambda_4)_3^1 = (\lambda_6)_2^3 = (\lambda_6)_3^2 = \\ &= \sqrt{3} (\lambda_8)_1^4 = \sqrt{3} (\lambda_8)_2^2 = -\frac{\sqrt{3}}{2} (\lambda_8)_3^3 = (\lambda_9)_1^4 = (\lambda_9)_4^1 = (\lambda_{11})_2^4 = (\lambda_{11})_4^2 = (\lambda_{13})_3^4 = \\ &= (\lambda_{13})_4^3 = \sqrt{6} (\lambda_{15})_1^4 = \sqrt{2} (\lambda_{15})_2^2 = \sqrt{6} (\lambda_{15})_3^3 = -\frac{\sqrt{6}}{3} (\lambda_{15})_4^4 = 1; \\ (\lambda_2)_1^2 &= -(\lambda_2)_2^4 = (\lambda_5)_1^3 = -(\lambda_5)_3^1 = (\lambda_7)_2^3 = -(\lambda_7)_3^2 = (\lambda_{10})_1^4 = -(\lambda_{10})_4^1 = \\ &= (\lambda_{12})_2^4 = -(\lambda_{12})_4^2 = (\lambda_{14})_3^4 = -(\lambda_{14})_4^3 = -i. \end{aligned}$$

П Р И Л О Ж Е Н И Е 2

Лагранжиан сильного взаимодействия 0^- -мезонов и $1/2^+$ -барионов, инвариантный относительно киральной $SU(4) \times SU(4)$ группы, имеет следующий общий вид:

$$\begin{aligned} L_s(0^-, 1/2^+) &= \frac{1}{2} \omega_\mu^i(\xi) \omega_\mu^i(\xi) + \bar{B} (i\gamma_\mu D_\mu - M_0) B - \\ &- g_A [\alpha (\bar{B} \gamma_\mu A_i B)_d + (1 - \alpha) (\bar{B} \gamma_\mu A_i B)_f] \omega_\mu^i, \end{aligned}$$

где $\xi_i = \varphi_i / F_\pi$; M_0 — средняя масса 20-плета барионов;

$$D_\mu B = (\partial_\mu + i\Theta_\mu(\xi) \cdot T) B;$$

$\omega_\mu^i(\xi)$ и $\Theta_\mu^i(\xi)$ — формы Картана, определяемые уравнениями

$$\begin{pmatrix} \omega_\mu^i \\ \Theta_\mu^i \end{pmatrix} = -\frac{i}{2} \text{tr} \left\{ \begin{pmatrix} A^i \\ V^i \end{pmatrix} \exp(-i\xi \cdot A) \partial_\mu \exp(i\xi \cdot A) \right\},$$

T_i — генераторы линейного представления $SU(4)$.

Векторные ($V_i = \lambda_i I/2$) и аксиальные ($A_i = V_i \gamma_5$) генераторы $SU(4) \times SU(4)$ -группы удовлетворяют следующим соотношениям:

$$[V_i, V_j] = if_{ijk} V_k, [V_i, A_j] = if_{ijk} A_k, [A_i, A_j] = if_{ijk} V_k, \\ \text{tr}(V_i V_j) = \text{tr}(A_i A_j) = 2\delta_{ij}, \text{tr}(V_i A_j) = 0, V_0 = I/(2\sqrt{2}).$$

Лагранжиан сильного взаимодействия 0⁻-мезонов и 1/2⁺-барионов с мезонами со спином 1 можно получить из $L_s(0^-, 1/2^+)$ переопределением форм Картана с помощью удлинения производных полями 1⁻ и 1⁺-мезонов

$$e^{-i\xi \cdot A} (\partial_\mu + igv_\mu \cdot V + iga_\mu \cdot A) e^{i\xi \cdot A} = i\tilde{\omega}_\mu(\xi) \cdot A + i\tilde{\Theta}_\mu(\xi) \cdot V.$$

Возникающий при этом недиагональный член в кинетической части исходного лагранжиана, отвечающий за нефизические переходы типа 0⁻ → 1⁻, устраняется стандартным путем — добавлением массового члена

$$L_m = -\frac{m_0^2}{2} (v_\mu^2 + a_\mu^2)$$

и определением физических величин в виде [15, 16] $a_\mu^h \rightarrow a^h - z^{-1} g F_\pi \partial_\mu \xi^h$, $\xi^h \rightarrow Z^{1/2} \xi^h$, $F_\pi \rightarrow Z^{-1/2} F_\pi$, $Z m_0^2 \rightarrow m_a^2$, где $Z = 1 + g^2 F_\pi^2 / m_0^2$; m_0 — средняя масса 1⁻-мезонов. В результате выполнения этих процедур (в низшем порядке разложения по полям φ_i) приходим к лагранжианам [11] (4) — (6). Токи 1⁻ и 1⁺-мезонов получаются из массового члена и имеют вид

$$V_\mu^i = \frac{m_v^2}{g} v_\mu^i, \quad A_\mu^i = \frac{m_a^2}{g} a_\mu^i.$$

В кирально-инвариантных лагранжианах адроны вырождены по массе. В МФКЛ для снятия вырождения используется схема, предложенная Гелл-Маном, Оакесом и Реннером (ГМОР) [31] и включающая в себя кабиббовский поворот [18, 19]. Лагранжиан, нарушающий киральную симметрию, имеет вид [19]

$$L_{n.c} = \frac{F_\pi^2}{4} \text{tr}(U_c^\dagger M e^{i2\xi \cdot A} U_c) + \frac{1}{2} \tilde{B}_{[mn]}^i (O_+)_i^j \tilde{B}_j^{[mn]} + \tilde{B}_{[jn]}^m (O_-)_i^j \tilde{B}_m^{[in]},$$

где $U_c = \exp(i2\theta_c V_7)$; $\tilde{B}_l^{[mn]} = (U_c^\dagger)_i^m (U_c)_j^n (U_c)_k^l B_k^{[ij]}$.

Диагональные матрицы (M, O_\pm) определяются как

$$M = \text{diag}(0, 0, m_{K^0}^2, m_{D^0}^2), \quad O_+ = \text{diag}(0, a \sin^2 \theta_c, a \cos^2 \theta_c, b), \quad O_- = \\ = \text{diag}(0, c \sin^2 \theta_c, c \cos^2 \theta_c),$$

где $a = -127$ МэВ; $b = -1221$ МэВ; $c = 264$ МэВ; $d = 1494$ МэВ; $M_0 = 2690$ МэВ (при фиксировании этих параметров использованы первые экспе-

экспериментальные данные $M_{\Lambda_c^*} = 2260$ МэВ и $M_{\Sigma_c^{*++}} = 2426$ МэВ):

$$\begin{aligned}
 L_{D^{*+}} = & -gD_{\mu}^{*+} \left[\frac{1}{2} \left(\Xi_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Omega_{cc}^+ + \sqrt{2} \bar{\Sigma}_c^0 \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+ + \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+ - \frac{2}{\sqrt{6}} \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^+ \right) + \right. \\
 & + \frac{2\beta-1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{6} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ - \frac{1}{2} \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \frac{3}{2\sqrt{3}} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \frac{2\beta-3}{2\sqrt{6}} \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^+ - \right. \\
 & \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Sigma}^- \gamma_{\mu} \Xi_c^{\prime 0} + \bar{\Xi}^- \gamma_{\mu} \Omega_c^{\prime 0} + \bar{p} \gamma_{\mu} \Sigma_c^{*++} + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{n} \gamma_{\mu} \Sigma_c^{\prime +} \right) + \frac{4\beta-3}{\sqrt{12}} \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Omega_{cc}^+ + \\
 & \left. + \frac{2\beta-3}{\sqrt{12}} \bar{\Sigma}^- \gamma_{\mu} \Xi_c^{\prime 0} - \frac{3-4\beta}{\sqrt{12}} \bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^{*+} + \frac{3-2\beta}{3\sqrt{2}} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \frac{3+2\beta}{\sqrt{12}} \bar{n} \gamma_{\mu} \Lambda_c^+ \right]; \\
 L_{F^{*+}} = & -gF_{\mu}^{*+} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\bar{\Omega}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Omega_{cc}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^{*+} \right) + \right. \\
 & \left. + \frac{3-2\beta}{\sqrt{12}} \left(\bar{\Xi}^- \gamma_{\mu} \Xi_c^{\prime 0} + \bar{\Xi}^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^{\prime +} \right) - \frac{3-2\beta}{3\sqrt{2}} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Lambda_c^+ + \right. \\
 & \left. + \frac{2\beta-1}{\sqrt{2}} \left(\bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Sigma_c^{\prime +} + \bar{\Sigma}^- \gamma_{\mu} \Sigma_c^{\prime 0} - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}^- \gamma_{\mu} \Xi_c^{\prime 0} + \bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \Sigma_c^{*++} - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^{\prime +} \right) + \right. \\
 & \left. + \frac{3-4\beta}{\sqrt{12}} \left(\bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+ + \bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^{*+} \right) \right];
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_{\rho^0} = & -g\rho_{\mu}^0 \left[\frac{1}{2} \left(\bar{p} \gamma_{\mu} p - \bar{n} \gamma_{\mu} n \right) + (\beta-1) \left(\bar{\Sigma}^- \gamma_{\mu} \Sigma^- - \bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \Sigma^+ \right) + \right. \\
 & + \frac{\beta}{\sqrt{3}} \left(\bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Lambda \right) + \frac{2\beta-1}{2} \left(\bar{\Xi}^- \gamma_{\mu} \Xi^- - \bar{\Xi}^0 \gamma_{\mu} \Xi^0 \right) + \\
 & + \frac{3-5\beta}{6} \left(\bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ - \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 \right) + \frac{1-\beta}{2} \left(\bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ - 2\bar{\Sigma}_c^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \right. \\
 & + 2\bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^+ - \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 \left. \right) - \frac{\beta}{\sqrt{12}} \left(\bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 - 2\bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Sigma_c^+ - 2\bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Lambda_c^+ - \right. \\
 & \left. - \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 - \bar{\Xi}_c^{\prime -} \gamma_{\mu} \Xi_c^- \right) + \frac{2\beta-1}{2} \left(\bar{\Xi}_{cc}^+ \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+ - \bar{\Xi}_{cc}^{*+} \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^{*+} \right) \left. \right]; \\
 L_{\omega} = & -g\omega_{\mu} \left[\frac{3-4\beta}{2} \left(\bar{p} \gamma_{\mu} p + \bar{n} \gamma_{\mu} n \right) - \frac{8\beta-5}{6} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Lambda + \right. \\
 & + \frac{1}{2} \left(\bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \Sigma^+ + \bar{\Sigma}^- \gamma_{\mu} \Sigma^- + \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Sigma^0 - \bar{\Xi}^- \gamma_{\mu} \Xi^- - \bar{\Xi}^0 \gamma_{\mu} \Xi^0 \right) - \\
 & - \frac{3-4\beta}{2} \left(\bar{\Omega}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Omega_c^{\prime 0} + \bar{\Omega}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Omega_c^{\prime +} \right) + \frac{1}{2} \left(\bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Sigma_c^+ + \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Sigma_c^{*++} + \bar{\Sigma}_c^0 \gamma_{\mu} \Sigma_c^0 - \right. \\
 & - \frac{8\beta-5}{6} \bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Lambda_c^+ - \beta \left(\bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 \right) - \\
 & - \frac{\beta}{\sqrt{3}} \left(\bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \bar{\Xi}_c^{\prime -} \gamma_{\mu} \Xi_c^- + \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 \right) - \\
 & \left. - \frac{1}{2} \left(\bar{\Xi}_{cc}^+ \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+ + \bar{\Xi}_{cc}^{*+} \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^{*+} \right) + \frac{1-2\beta}{2} \left(\bar{\Xi}_c^{\prime +} \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \bar{\Xi}_c^{\prime 0} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 \right) \right].
 \end{aligned}$$

П Р И Л О Ж Е Н И Е 3

Явный вид лагранжиана сильного взаимодействия векторных мезонов и барионов (4):

$$\begin{aligned}
 L_{\rho^+} = & -g\rho_{\mu}^+ \left[\frac{\beta}{\sqrt{3}} (\Sigma^+ \gamma_{\mu} \Lambda + \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Sigma^-) + (\beta - 1) (\bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \Sigma^0 - \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Sigma^-) - \right. \\
 & - \frac{2\beta - 1}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}^0 \gamma_{\mu} \Xi^- + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{p} \gamma_{\mu} n + \frac{\beta}{\sqrt{3}} (\bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Sigma_c^0) + \\
 & + (\beta - 1) \left(\bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Sigma_c^+ - \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Sigma_c^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}'^+ \gamma_{\mu} \Xi'^0 \right) + \frac{3 - 5\beta}{3\sqrt{2}} \bar{\Xi}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^0 - \\
 & \left. - \frac{\beta}{\sqrt{6}} (\bar{\Xi}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \Xi_c'^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^0) + \frac{1 - 2\beta}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}_{cc}^+ \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+ \right]; \\
 L_{K^{*+}} = & -gK_{\mu}^{*+} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \Xi^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Xi^- \right) + \frac{4\beta - 3}{\sqrt{12}} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Xi^- + \right. \\
 & + \frac{2\beta - 1}{\sqrt{2}} \left(\bar{n} \gamma_{\mu} \Sigma^- + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{p} \gamma_{\mu} \Sigma^0 \right) + \frac{2\beta - 3}{\sqrt{12}} \bar{p} \gamma_{\mu} \Lambda + \frac{3 - 5\beta}{3\sqrt{2}} \bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \\
 & + \frac{\beta}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\Xi}_c^+ \gamma_{\mu} \Omega_c^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^0 - \right. \\
 & \left. - \sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^+ \right) + (1 - \beta) \left(\bar{\Xi}_c'^+ \gamma_{\mu} \Omega_c^0 - \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^0 \right) + \\
 & \left. + \frac{2\beta - 1}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}_{cc}^+ \gamma_{\mu} \Omega_{cc}^+ \right]; \\
 L_{K^{*0}} = & -gK_{\mu}^{*0} \left[-\frac{1}{2} (\bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Xi^0 + \sqrt{2} \bar{\Sigma}^- \gamma_{\mu} \Xi^-) + \frac{3 - 4\beta}{\sqrt{12}} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Xi^0 + \right. \\
 & + \frac{2\beta - 1}{\sqrt{2}} (\bar{p} \gamma_{\mu} \Sigma^+ - \bar{n} \gamma_{\mu} \Sigma^0) + \frac{2\beta - 3}{\sqrt{12}} \bar{n} \gamma_{\mu} \Lambda + \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{\Sigma}_c^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^0 - \bar{\Xi}_c^0 \gamma_{\mu} \Omega_c^0) + \\
 & + (1 - \beta) \left(\bar{\Xi}_c'^0 \gamma_{\mu} \Omega_c^0 + \bar{\Sigma}_c^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^+ \right) + \frac{\beta}{\sqrt{6}} (\bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Sigma_c^+ - \bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^+) + \\
 & \left. + \frac{1 - 2\beta}{\sqrt{2}} \bar{\Xi}_{cc}^+ \gamma_{\mu} \Omega_{cc}^+ + \frac{5\beta - 3}{3\sqrt{2}} \bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^+ \right]; \\
 L_{D^{*0}} = & -gD_{\mu}^{*0} \left[\frac{1}{2} (\bar{\Xi}_c'^+ \gamma_{\mu} \Omega_{cc}^+ + \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+ - \sqrt{2} \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+) - \right. \\
 & - \frac{3 - 4\beta}{\sqrt{12}} (\bar{\Xi}_c^+ \gamma_{\mu} \Omega_{cc}^+ - \bar{\Lambda}_c^+ \gamma_{\mu} \Xi_{cc}^+) - \frac{2\beta - 3}{6\sqrt{2}} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \frac{2(\beta - 1)}{\sqrt{6}} \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \\
 & + \frac{1 - 2\beta}{2} \left(\bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^+ - \frac{1}{2} \bar{\Sigma}^0 \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \frac{3}{\sqrt{6}} \bar{\Lambda} \gamma_{\mu} \Xi_c^0 + \sqrt{2} \bar{\Xi}^0 \gamma_{\mu} \Omega_c^0 - \bar{p} \gamma_{\mu} \Sigma_c^+ - \right. \\
 & \left. - \sqrt{2} \bar{n} \gamma_{\mu} \Sigma_c^0 \right) + \frac{3 - 2\beta}{\sqrt{12}} (\bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \Xi_c^+ + \bar{p} \gamma_{\mu} \Lambda_c^+) \left. \right];
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_\phi = & -g\phi\mu \left[-\frac{3-4\beta}{4\sqrt{2}} (\bar{p}\gamma_\mu p + \bar{n}\gamma_\mu n) - \frac{3-8\beta}{24\sqrt{2}} \bar{\Lambda}\gamma_\mu\Lambda - \right. \\
 & -\frac{4\beta-1}{4\sqrt{2}} (\bar{\Sigma}^+\gamma_\mu\Sigma^+ + \bar{\Sigma}^-\gamma_\mu\Sigma^- + \bar{\Sigma}^0\gamma_\mu\Sigma^0) + \frac{5-4\beta}{4\sqrt{2}} (\bar{\Xi}^-\gamma_\mu\Xi^- + \bar{\Xi}^0\gamma_\mu\Xi^0) + \\
 & + \frac{\beta}{\sqrt{6}} (\bar{\Xi}_c^+\gamma_\mu\Xi_c^+ + \bar{\Xi}_c^+\gamma_\mu\Xi_c^+ + \bar{\Xi}_c^0\gamma_\mu\Xi_c^0 + \bar{\Xi}_c^0\gamma_\mu\Xi_c^0) + \\
 & + \frac{3-8\beta}{12\sqrt{2}} (\bar{\Xi}_c^+\gamma_\mu\Xi_c^+ + \bar{\Xi}_c^0\gamma_\mu\Xi_c^0) - \frac{1}{4\sqrt{2}} \bar{\Xi}_c^+\gamma_\mu\Xi_c^+ - \frac{4\beta-1}{4\sqrt{2}} \bar{\Omega}_{cc}^+\gamma_\mu\Omega_{cc}^+ + \\
 & + \frac{5-4\beta}{4\sqrt{2}} \bar{\Omega}_c^0\gamma_\mu\Omega_c^0 - \frac{3-4\beta}{4\sqrt{2}} (\bar{\Lambda}_c^+\gamma_\mu\Lambda_c^+ + \bar{\Sigma}_c^+\gamma_\mu\Sigma_c^+ + \bar{\Xi}_{cc}^+\gamma_\mu\Xi_{cc}^+ + \\
 & \left. + \bar{\Xi}_{cc}^+\gamma_\mu\Xi_{cc}^+ + \bar{\Sigma}_c^+\gamma_\mu\Sigma_c^+ + \bar{\Sigma}_c^0\gamma_\mu\Sigma_c^0) \right]; \\
 L_{J/\psi} = & -g(J/\psi)\mu \left[\frac{3-4\beta}{4\sqrt{6}} (\bar{p}\gamma_\mu p + \bar{n}\gamma_\mu n) + \bar{\Sigma}^+\gamma_\mu\Sigma^+ + \bar{\Sigma}^-\gamma_\mu\Sigma^- + \bar{\Sigma}^0\gamma_\mu\Sigma^0 + \right. \\
 & + \bar{\Lambda}\gamma_\mu\Lambda + \bar{\Xi}^-\gamma_\mu\Xi^- + \bar{\Xi}^0\gamma_\mu\Xi^0 - \frac{1-8\beta}{24\sqrt{6}} (\bar{\Xi}_c^+\gamma_\mu\Xi_c^+ + \bar{\Xi}_c^0\gamma_\mu\Xi_c^0 + \bar{\Lambda}_c^+\gamma_\mu\Lambda_c^+) + \\
 & + \frac{4\beta-1}{4\sqrt{6}} (\bar{\Xi}_c^+\gamma_\mu\Xi_c^+ + \bar{\Sigma}_c^+\gamma_\mu\Sigma_c^+ + \bar{\Sigma}_c^+\gamma_\mu\Sigma_c^+ + \bar{\Xi}_c^0\gamma_\mu\Xi_c^0 + \bar{\Sigma}_c^0\gamma_\mu\Sigma_c^0 + \bar{\Omega}_c^0\gamma_\mu\Omega_c^0) + \\
 & \left. + \frac{4\beta-5}{4\sqrt{6}} (\bar{\Omega}_{cc}^+\gamma_\mu\Omega_{cc}^+ + \bar{\Xi}_{cc}^+\gamma_\mu\Xi_{cc}^+ + \bar{\Xi}_{cc}^+\gamma_\mu\Xi_{cc}^+) \right].
 \end{aligned}$$

Учитывая кварковое содержание адронов, отсюда легко увидеть, что правило ОЦИ [23] выполняется при $\beta = 3/4$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Particle Data Group//Phys. Lett. 1986. Vol. 170; Schubert K. R.//Intern. Conf. on High Energy Physics, Uppsaja, 1987.
2. Politzer H. D.//Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. P. 1346—1349; Gaillard M. K., Lee B. W.//Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 108—111; Altarelli G., Maiani L.//Phys. Lett. 1974. Vol. 52B. P. 351—354; Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1275—1297; Hill C. T., Ross G. G.//Phys. Lett. 1980. Vol. 94B. P. 234—238; Khatsymovsky V. M. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 84-138, Новосибирск, 1984.
3. Fritsch H. Preprint CERN TH.2309, Geneva, 1977; Terasaki K., Oneda S., Tanuma T.//Phys. Rev. D. 1984. Vol. 29. P. 444—474.
4. Nardulli G., Preparata G.//Phys. Lett. 1981. Vol. 104B. P. 399—402; Terasaki T., Oneda S.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 1715—1718; Волков М. К., Иванов А. И.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1272—1275; Ivanov A. N., Troitskaya N. I., Volkov M. K.//Phys. Lett. B. 1986. Vol. 175. P. 467—470; Preprint JINR E2-86-414, Dubna, 1986; Belyaev V. M., Block B. Yu. Preprint ITER, ITER-161, M., 1984; Block B. Yu., Shifman M. A. Preprint ITER, ITER-9, M., 1986; Preprint ITER, ITER-17, 1986; Shifman M. A., Voloshin M. B. Preprint ITER, ITER 86-83, M., 1986; Шифман М. А.//УФН. Т. 151. Вып. 2. С. 193—227.
5. Körner J. G., Kramer G., Willrodt J.//Z. Phys. C — Particles and Fields. 1979. Vol. 2. P. 117—153.
6. Hussain E., Scadron M. D.//Nuovo cimento. 1984. Vol. 79A. P. 248—256.
7. Каллис В., Эберт Д.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1250—1255.

8. Ebert D., Kallies W. // *Z. Phys. C.— Particles and Fields*. 1985. Vol. 29. P. 643—648.
9. Первушин В. Н., Сариков Н. А. // *ЯФ*. 1985. Т. 41. С. 1361—1366; Pervushin V. N., Sarikov N. A. // *Phys. Lett. B*. 1986. Vol. 166. P. 351—356.
10. Kalinovskiy Yu. L., Sarikov N. A., Takhtamyshev G. G. Preprint JINR E2-85-737, Dubna, 1985; Калининский Ю. Л., Сариков Н. А., Тахтамышев Г. Г. Препринт ОИЯИ P2-86-365, Дубна, 1986; *Phys. Lett.* 1986. Vol. 181B. P. 359—361.
11. Калининский Ю. Л., Первушин В. Н., Сариков Н. А. // *ЯФ*. 1987. Т. 44. С. 535—540.
12. Первушин В. Н., Сариков Н. А. Сообщения ОИЯИ P2-85-836, Дубна, 1985.
13. Калининский Ю. Л., Первушин В. Н., Сариков Н. А. Препринт ОИЯИ P2-86-308, Дубна, 1986; *Phys. Lett.* 1986. Vol. 180B. P. 141—145.
14. Калининский Ю. Л., Первушин В. Н., Сариков Н. А. Сообщения ОИЯИ P2-83-100, Дубна, 1983.
15. Weinberg S. // *Phys. Rev. Lett.* 1967. Vol. 18. P. 188—191; Coleman S., Wess J., Zumino B. // *Phys. Rev.* 1969. Vol. 177. P. 2239—2247; Callan C. G., Jr., Coleman S. // *Ibid.* P. 2247—2251.
16. Gasiorowicz S., Geffen D. A. // *Rev. Mod. Phys.* 1969. Vol. 41. P. 531—573.
17. Волков Д. В. // *ЭЧАЯ*. 1973. Т. 4. Вып. I. С. 3—41.
18. Волков М. К., Первушин В. Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. М.: Атомиздат, 1978; Волков М. К. // *ЭЧАЯ*. 1979. Т. 10. Вып. 3. С. 693—726; Ebert D., Volkov M. K. // *Fortsch. Phys.* 1981. H. 2. Bd 29. S. 35—94.
19. Gell-Mann, Levy M. // *Nuovo cimento*. 1960. Vol. 16. P. 705—726; Gurssey F. // *Ibid.* P. 230—240; Де Альфаро, Фубинес С., Фурлан Г. и др. Токи в физике адронов: Пер. с англ. М.: Мир, 1976; Волков М. К. // *ЭЧАЯ*. 1986. Т. 17. Вып. 3. С. 433—471.
20. Калининский Ю. Л., Первушин В. Н. // *ЯФ*. 1979. Т. 29. С. 450—455.
21. Schnitzer J. H. // *Phys. Rev.* 1967. Vol. 164. P. 1828—1833; Lee B. M., Nieh H. T. // *Phys. Rev.* 1968. Vol. 166. P. 1507—1515; Ogievetsky V. I., Zupnik V. M. // *Nucl. Phys.* 1970. Vol. 24B. P. 612—622.
22. Quigg C., Rosner J. L. // *Phys. Rev. D*. 1977. Vol. 16. P. 1497—1508.
23. Okubo S. // *Phys. Lett.* 1963. Vol. 5. P. 165—168; Zweig G. Preprint CERN TH.401, Geneva, 1964; Iizuka J. // *Prog. Theoret. Phys.* 1966. Vol. 37/38. P. 21—34.
24. Sakurai J. J. // *Phys. Rev.* 1967. Vol. 156. P. 1508—1510.
25. Badier S., Bouchiat C. // *Phys. Lett.* 1966. Vol. 20. P. 529—531.
26. Buras A. J. // *Nucl. Phys.* 1976. Vol. 109B. P. 373—396; Yamada K. // *Phys. Rev. D*. 1980. Vol. 22. P. 1676—1693.
27. Ильин Ю. М., Сабов В. И. Препринт ИТФ АН УССР, ИТФ-73-143, Киев, 1973.
28. Алеев А. Н., Арефьев В. А., Баландин В. П. и др. // *Материалы семинара «Кварки-84»*. Т. 2. Тбилиси, 15—17 мая 1984. М., 1985. С. 264—273; Алеев А. Н., Арефьев В. А., Баландин В. П. и др. Препринт ОИЯИ Д1-84-859, Дубна, 1984; Aleev A. N., Arefiev V. A., Balandin V. P. e.a. // *Z. Phys. C — Particles and Fields*. 1984. Vol. 23. P. 333—338; *ЯФ*. 1983. Т. 37. С. 1474—1481.
29. Kaymacalan O. e.a. // *Phys. Rev. D*. 1984. Vol. 30. P. 594—602.
30. Gell-Mann M., Oakes R. J., Renner B. // *Phys. Rev.* 1968. Vol. 175. P. 2195—2201; Oakes R. J. // *Phys. Rev. Lett. B*. 1969. Vol. 29. P. 683—687.
31. Копылов Г. И. Основы кинематики резонансов. М.: Наука, 1970.
32. Копылов Г. И. // *ЖЭТФ*. 1958. Т. 35. С. 1426—1429.
33. Казаченко О. Н., Тахтамышев Г. Г. Препринт ОИЯИ P11-85-757, Дубна, 1985.
34. Тахтамышев Г. Г. Препринт ОИЯИ P11-87-473, Дубна, 1987.