

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ

ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

ЗАМИРАЛОВ Валерий Семенович

ПРАВИЛА СУММ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ И
СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БАРИОНОВ В УНИТАРНЫХ И
КВАРКОВЫХ МОДЕЛЯХ

**Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и
элементарных частиц**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2009

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ

ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

ЗАМИРАЛОВ Валерий Семенович

ПРАВИЛА СУММ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ И
СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БАРИОНОВ В УНИТАРНЫХ И
КВАРКОВЫХ МОДЕЛЯХ

**Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и
элементарных частиц**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2009

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В.Скобеляцына МГУ имени М.В.Ломоносова

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук

с.н.с. Баранов Сергей Павлович

(ФИАН им. П.Н.Лебедева, Москва)

доктор физико-математических наук

Зотов Николай Петрович

(НИИЯФ МГУ, Москва)

доктор физико-математических наук

Фаустов Рудольф Николаевич

(ВЦ РАН, Москва)

Ведущая организация: Институт физики высоких энергий, Протвино

Защита состоится 16 апреля 2010 года в 15 часов на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 501.001.77 при Московском государственном университете им. М.В.Ломоносова (119991, ГСП-1, г. Москва, Ленинские горы, д.1, стр.5, "19 корпус НИИЯФ МГУ").

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобеляцына.

Автореферат разослан 9 марта 2010 года.

Ученый секретарь

совета по защите докторских и кандидатских диссертаций

доктор физико-математических наук, профессор С.И. Страхова

Актуальность проблемы

Статические свойства барионов такие как массы, магнитные моменты и константы слабых радиационных распадов, константы связи с мезонами, интенсивно исследуются в течение последних нескольких десятков лет в рамках самых различных моделей. Однако, и сейчас мы не можем с уверенностью сказать, что понимаем в достаточной мере все свойства барионов. Выдающаяся роль в нашем понимании свойств элементарных частиц, в том числе и барионов, сыграла и продолжает играть унитарная симметрия элементарных частиц. Впервые сформулированная Гелл-Манном и Окубо в начале 60-х, идея классификации всех элементарных частиц по мультиплетам унитарной группы $SU(3)$ не только позволила распределить по унитарным мультиплетам почти все открытые к тому времени барионы и мезоны, но в дальнейшем дала возможность расширить эту классификацию до мультиплетов высших унитарных групп, в которые в настоящее время помещены большинство вновь открытых частиц, в том числе барионов.

Оказалось, однако, что роль унитарной симметрии не ограничивается классификацией частиц по мультиплетам. По законам унитарной симметрии преобразуются мезонные и барионные токи, им подчиняются в той или иной мере константы распадов частиц, электромагнитные и слабые токи.

Появление в 1964 г. революционной идеи о кварках - прачастицах с дробным электрическим зарядом - позволило связать между собой различные мультиплеты и свойства частиц в этих мультиплетах.

В этот момент казалось, что задача сильных взаимодействий решена - достаточно было выразить параметры частиц через кварковые степени свободы. Волновые функции элементарных частиц были выражены через волновые функции кварков. Это оказалось решающим для плодотворного развития всей феноменологии элементарных частиц.

Создание квантовой хромодинамики позволила по новому подойти к проблеме сильных взаимодействий. Появилась принципиальная возможность найти все характеристики адронов. Однако, на сегодня вычисление характеристик барионов таких как массы, магнитные моменты, константы распадов, исходя из первых принципов теории, превышает возможности собственно КХД. Поэтому в рамках КХД ищутся

другие пути решения этой задачи. Были созданы мощные непертурбативные методы расчетов, связанные с созданием формализма правил сумм. Унитарная симметрия проявляется и в КХД, благодаря которой впервые появилась возможность количественного расчета поправок к результатам строгой унитарной симметрии. Во многих случаях, как будет показано ниже, результаты сложных расчетов по КХД практически воспроизводят прежние результаты унитарной симметрии, полученные до эры КХД.

Для барионов правила сумм КХД для масс и магнитных моментов были написаны более четверти века назад. В рамках этого формализма исследовались также свойства Λ и Σ -гиперонов в ядерной материи. В формализме правил сумм КХД изучались и такие характеристики сильных взаимодействий, как константы связи октета псевдоскалярных π , K , η и нонета векторных мезонов ρ , ϕ , ω , K^* с барионами. Эти константы являются фундаментальными параметрами в анализе существующих экспериментальных данных по мезон-нуклонному, нуклон-нуклонному, нуклон-гиперонному и гиперон-гиперонному взаимодействиям. Они нужны и при анализе реакций фоторождения псевдоскалярных и векторных мезонов.

Цели данной работы: настоящая диссертация посвящена теоретическому изучению и феноменологическому анализу статических характеристик барионов таких как массы, магнитные моменты, параметры слабых радиационных распадов, константы связи барионов с псевдоскалярными и векторными мезонами. Для решения этих задач автором рассмотрены кварковые и унитарные модели барионов, на их основе предложена кварк-бикварковая модель, а в рамках квантовой хромодинамики предложены новые борелевские правила сумм и соотношения между ними. Основные пункты исследований:

- Анализируется кварк-бикварковая структура барионов в модели унитарной симметрии
- Рассматривается унитарная и кварковая структура однопетлевых поправок для магнитных моментов барионов октета и шармовых барионов секстета и антитриплета в моделях киральной симметрии
- Строится новое решение для теоремы Хара о нулевой симметрии

в распаде $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$ и связь между кварковым и унитарным описанием процессов слабых радиационных распадов гиперонов

- Устанавливаются новые соотношения общего вида между характеристиками Λ - и Σ -барионов в унитарной симметрии и в кварковой модели; дается новый вывод правил сумм КХД для масс и магнитных моментов Λ - и Σ -подобных барионов и выводятся соотношения между ними
- Строятся правила сумм КХД для констант сильной связи псевдоскалярных и векторных мезонов с барионами октета, анализируется унитарная структура правил сумм, находятся соотношения между корреляционными функциями

Научная новизна и практическая ценность работы:

В диссертации разработаны и применены новые методы расчетов как в кварковой модели, так и в формализме правил сумм квантовой хромодинамики, дано новое решение проблеме ненулевой асимметрии в радиационном распаде $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$, установлена связь между кварковым и унитарным описанием радиационных распадов гиперонов.

В диссертации впервые показано, что характеристики сигма- и лямбда-подобных барионов связаны между собой нелинейными соотношениями. Эти соотношения дали возможность связать между собой магнитные моменты барионов, а также константы сильной связи мезонов с барионами. Показано, что подобные соотношения справедливы и для корреляционных функций КХД. В результате в диссертации удастся построить нетривиальные соотношения между многочисленными характеристиками барионов в рамках квантовой хромодинамики. Построены правила сумм КХД для констант связи псевдоскалярных и векторных мезонов с барионами. Показано, что они не только имеют структуру модели унитарной симметрии, но и прямо соотносятся с кварк-бикварковой моделью барионов. В диссертации показано, что кварк-бикварковая модель находит свое обоснование в КХД.

Полученные результаты позволили вычислить глюонные поправки к адронному слабому гамма-тониану и оценить поляризацию γ -кванта в реакции $n + p \rightarrow d + \gamma$ [1]-[4], , проанализировать различные

кварковые модели электрослабых взаимодействий [5]– [6], влияние механизма ГИМ на спиновую структуру протона [7]–[8], переформулировать теорему Хара для радиационных распадов гиперонов [9]– [12], вычислить статические характеристики барионов в кварк–бикварковой модели [13] –[19], связать между собой свойства сигма– и лямбда– подобных барионов и построить нетривиальные соотношения между правилами сумм КХД [20] –[26]. Полученные правила сумм КХД позволяют, кроме прочего, связать между собой десятки работ, до этого никак не связанных между собой, по применению КХД к вычислению статических характеристик барионов.

Личный вклад автора

Основные результаты, представленные к защите, получены самим автором или при его определяющем участии.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на международных конференциях и совещаниях как в России, так и зарубежом:

1. 23th International. Conf. Group–Theoretical methods in Physics (Дубна, Россия) 2000;
2. Vth Intern. Conf. ”Hyperons, Charm and Beauty Hadrons” (Valencia, Spain) 2000;
3. ”Frontiers of Particle Physics” (Москва, Россия) 2002;
4. 16th International Spin Physics Symposium (ICTP, Trieste, Italy) 2004;
5. Hadron Structure in QCD. HSQCD–2004, 2005 (Санкт–Петербург, Россия) 2004, 2005;
6. ”Физика Фундаментальных Взаимодействий” (Москва, Россия) 2005.,
7. ”International Workshop on Quantum Chromodynamics: Theory and Experiment” (Bari, Italy) 2005, 2007;
8. ”International Conference on Hadron Physics” TROYA’09 (Canakkale, Turkey) 2009,

Публикации По теме диссертации опубликовано 26 работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, изложена на 224 страницах, включает в себя 25 рисунков, 12 таблиц и приложения. Список цитируемой литературы содержит 217 наименований.

Содержание диссертации

Во **Введении** кратко изложена история возникновения решаемых в диссертации задач, обоснована актуальность обсуждаемой тематики, сформулированы цели и основные задачи.

Первая глава диссертации посвящена анализу унитарной и кварковых моделей на примере масс, магнитных моментов и констант распадов барионов [17], [18], [19]. Излагается кварк-бикварковая модель, возникшая в результате этого анализа [16],[13],[14]. Показано, каким образом тензорные структуры F и D связи связаны с различной ролью, которую играют кварки в барионе $B(q_1q_2; q_3)$ в зависимости от того, находятся ли они в бикварке (q_1q_2) или являются единичным кварком q_3 . Для магнитных моментов барионов, например, справедлива формула

$$\mu_B = (e_{q_1} + e_{q_2})F + e_{q_3}(F - D), \quad (1)$$

которая определяет характер взаимодействия кварков бариона с электромагнитным полем. Впервые чисто математическим константам тензорной F и D связи удалось придать четкий физический смысл: константа F -связи отвечает взаимодействию фотона с бикварком $(q_1\uparrow q_2\uparrow)$ с одинаково направленными спинами, а константа $(F - D)$ связана со взаимодействием фотона с единичным кварком q_3 . То же справедливо для взаимодействия нейтральных мезонов $\mathcal{M}=\pi^0, \eta, \rho^0, \omega$ и ϕ с барионами:

$$g(\mathcal{M}BB) = (g_{\mathcal{M}q_1q_1} + g_{\mathcal{M}q_2q_2})\mathcal{F} + g_{\mathcal{M}q_3q_3}(\mathcal{F} - \mathcal{D}). \quad (2)$$

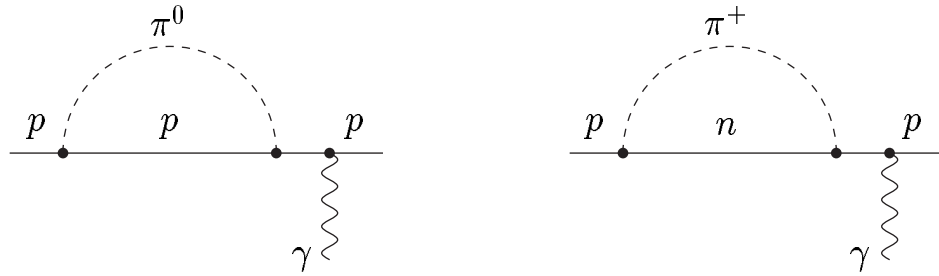
В заряженных переходах появляется 3-я константа, \mathcal{D}' , отвечающая взаимодействию с бикварком $(q_1\uparrow q_2\downarrow)$ с разно- направленными спинами и сводящаяся к \mathcal{D} в пределе унитарной симметрии [13].

Эти результаты оказываются важными при построении правил сумм КХД для масс, магнитных моментов и мезонных констант связи барионов.

Полученные соотношения позволяют проанализировать многочислен-
ные модели барионов, в рамках которых вычислялись массы, маг-
нитные моменты и другие характеристики барионов. В каждой из мно-
жества моделей все вычисления удается свести к нескольким форму-
лам, имеющим четкий теоретико-групповой смысл в кварковых и уни-
тарных моделях [17]-[19]. В частности, подробно показано, что более
десять различных моделей магнитных моментов для Σ -подобных ба-
рионов $B(qq, q')$ (N, Σ, Ξ) удается свести к формулам унитарной сим-
метрии с изотопическими поправками $g_{1,2}$ и поправками от мезонных
токов $\pi_{N,\Xi}$:

$$\begin{aligned}\mu(p, \Xi^-) &= \pm\mu_F + \frac{1}{3}\mu_D + g_{1,2} + T + \pi_{N,\Xi}, \\ \mu(n, \Xi^0) &= -\frac{2}{3}\mu_D + g_{1,2} + T - \pi_{N,\Xi}, \\ \mu(\Sigma^\pm) &= \pm\mu_F + \frac{1}{3}\mu_D + T,\end{aligned}\tag{3}$$

Как было сказано, появление КХД дало принципиальную возможность
вычислять свойства барионов, исходя из первых принципов. Появилась
возможность последовательного учета поправок от сильных взаимодей-
ствий к слабым адрон-адронным переходам, что в диссертации показан-
о на примере анализа реакции $n + p \rightarrow d + \gamma$ [1]-[4]. Но в отсутствие ре-
ального малого параметра при анализе статических свойств барионов
естественно обратиться к киральной теории возмущений, позволяющей
вычислять поправки к характеристикам барионов, полученным в рам-
ках унитарных или кварковых моделей. В этой же главе диссертации
в рамках одной из таких моделей вычислены магнитные моменты ок-
тета барионов, подробно разобрано построение вкладов однопетлевых
поправок (см. пример диаграмм на Рис. 1).



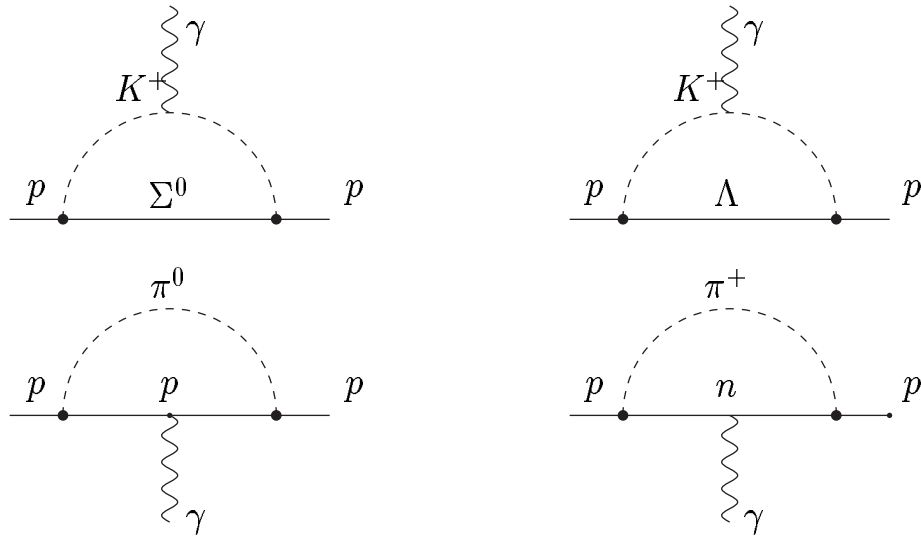


Рис.1

На примере вычисления констант лептонных распадов гиперонов явно показана сильная зависимость от предположения о вырождении масс барионов в однопетлевых поправках [6]. Это справедливо и для поправок к магнитным моментам. Трудности со сходимостью заставляют обратиться к непертурбативным подходам, прежде всего к формализму правил сумм, составившим предмет третьей и четвертой глав диссертации.

Во **второй главе** решается проблема связи унитарного и кваркового описания на примере слабых радиационных распадов гиперонов [11], [12]. Интерес к этой задаче был чрезвычайно высок в течение нескольких десятков лет. Это было связано с тем, что в открытом еще в 60-е годы радиационном распаде $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$ в 1969 г. была обнаружена большая величина асимметрии гамма-квантов, хотя еще в 1964 г. Хара показал в достаточно общем виде, что в модели унитарной симметрии параметр асимметрии в этом распаде должен быть равен нулю. В диссертации показано, каким образом решается этот парадокс [9]. Он связан с инвариантностью гамильтониана слабого взаимодействия $H_{SU(3)}^{W\,eff}$ относительно замены $s \leftrightarrow d$. При этой замене нарушающая четность (PV) амплитуда распада $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$ переходит в эрмитово сопряженную амплитуду того же процесса. Возникающее противоречие в знаке PV амплитуды обращается ее в нуль, а вместе с ней и значение асимметрии распада. Но уже с 4-мя кварками в модели

Глэшоу–Илиопулоса–Майани $H_{GIM}^{W\,eff}$ инвариантен не относительно замены $s \leftrightarrow d$, а относительно одновременной замены $s \leftrightarrow d$, $c \leftrightarrow u$ и $\theta_C \rightarrow -\theta_C$. Это и есть решение проблемы Хара: для амплитуд распада $\Sigma^+(uus) \rightarrow p(uud) + \gamma$ эрмитово сопряжение и инвариантность эффективного гамильтониана H_{GIM}^{eff} относительно замены ароматов оказываются разнесенными, поскольку замена $s \leftrightarrow d$, $c \leftrightarrow u$ и $\theta_C \rightarrow -\theta_C$ переводит этот распад в сопряженный к $\Omega_{cc}(ccs) \rightarrow \Xi_{cc}^+(ccd) + \gamma$ [10]. Модель ГИМ частично помогла и в объяснении спиновой структуры протона [7], [8], [5]. В этой же главе диссертации показана явным образом связь между описанием слабых радиационных распадов в рамках кварковых и унитарных моделей и вычислены ширины радиационных распадов гиперонов и и параметр асимметрии (Табл.1) [9]-[12].

Третья глава посвящена построению правил сумм КХД для масс и магнитных моментов и анализу соотношений между поляризационными операторами (корреляторами) $\Pi(B(\{q_1q_2\}q_3))$ [20], [21]. В диссертации предложен новый вывод правил сумм для Λ -подобных барионов из правил сумм для Σ -подобных барионов на примере правил сумм для масс и магнитных моментов барионов октета [20]-[21]. В основе его лежат соотношения между матричными элементами произвольного оператора \mathcal{O} :

$$2\langle \Sigma_{us} | \mathcal{O} | \Sigma_{us} \rangle + 2\langle \Sigma_{ds} | \mathcal{O} | \Sigma_{ds} \rangle - \langle \Sigma^0 | \mathcal{O} | \Sigma^0 \rangle = 3\langle \Lambda | \mathcal{O} | \Lambda \rangle, \quad (4)$$

$$2\langle \Lambda_{us} | \mathcal{O} | \Lambda_{us} \rangle + 2\langle \Lambda_{ds} | \mathcal{O} | \Lambda_{ds} \rangle - \langle \Lambda | \mathcal{O} | \Lambda \rangle = 3\langle \Sigma^0 | \mathcal{O} | \Sigma^0 \rangle,$$

$$-2\langle \Sigma_{us} | \mathcal{O} | \Sigma_{us} \rangle + 2\langle \Sigma_{ds} | \mathcal{O} | \Sigma_{ds} \rangle = \sqrt{3}(\langle \Sigma^0 | \mathcal{O} | \Lambda \rangle + \langle \Lambda | \mathcal{O} | \Sigma^0 \rangle),$$

$$2\langle \Lambda_{us} | \mathcal{O} | \Lambda_{us} \rangle - 2\langle \Lambda_{ds} | \mathcal{O} | \Lambda_{ds} \rangle = \sqrt{3}(\langle \Sigma^0 | \mathcal{O} | \Lambda \rangle + \langle \Lambda | \mathcal{O} | \Sigma^0 \rangle).$$

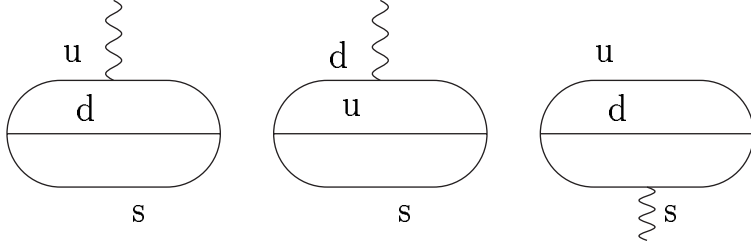
Построены правила сумм в виде суммы вкладов групп диаграмм

$$\begin{aligned} SR(\Sigma^0) &= \sum_{i=1}^{10} \Sigma^{0(i)} = \lambda_{\Sigma}^2(\mu(\Sigma^0) + AM^2)e^{-M_{\Sigma}^2/M^2} + \dots = \\ &= (e_u + e_d)\mathcal{F}(u, d, s; M^2) + e_s(\mathcal{F}(u, d, s; M^2) - \mathcal{D}(u, d, s; M^2)), \end{aligned} \quad (5)$$

Распад	A^{PV}	B^{PC}	$\pi\Gamma_\gamma/k_\gamma^3$	A_γ	$k_\gamma^3 \times 10^3$ $\Gamma_{\Sigma B^3}$
$\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$	-1.41	3.12	11.73 (11.0 \pm 0.4)(эксп.)	-0.75 (-0,76 \pm 0,08)(эксп.)	11.4
$\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$	0.04	2.54	6.50	0.03	11.6
$\Lambda^0 \rightarrow n\gamma$	2.08	-3.21	14.63 (13.0 \pm 1.1)(эксп.)	-0.91	4.25
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	-0.75	+1.91	4.21 (5.4 \pm 0.4)(эксп.)	-0.68 (-0,78 \pm 0,19)(эксп.)	6.23
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	2.20	-7.84	66.31 (59.75 \pm 2.0)(эксп.)	-0.52 (-0,63 \pm 0,09)(эксп.)	1.60
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$	-1.75	-0.89	3.85 (3.82 \pm 0.8)(эксп.)	0.81	1.64

Табл. 1: Слабые радиационные распады гиперонов, феноменологическая модель и эксперимент. Амплитуды A^{PV} и B^{PC} даны в ед. $10^{-7}\mu_N$, $\pi\Gamma_\gamma/k_\gamma^3 = |A^{PV}|^2 + |B^{PC}|^2$ в ед. $(10^{-7}\mu_N)^2$.

а затем член за членом получены выражения для Λ -гиперона, и магнитного момента перехода $\Sigma^0 - \Lambda$. Здесь величина λ_{Σ^0} - борелевский вычет, A - вклад недиагональных переходов, \dots означает "вклады возбужденных состояний". Каждая группа диаграмм дает выражения, которые можно автономно преобразовывать по формулам (4). Так, вклад $\Sigma^{0(1)}$, описываемый двумя первыми диаграммами из трех



$$2\Sigma^{0(1)} = \frac{M^6}{4L^{4/9}} 2(e_u + e_d),$$

приводит к вкладу в магнитный момент Λ уже всех трех диаграмм:

$$\Lambda^{(1)} = \frac{1}{3} [2\tilde{\Sigma}_{sd}^{0(1)} + 2\tilde{\Sigma}_{su}^{0(1)} - \Sigma^{0(1)}] = \frac{M^6}{12L^{4/9}} (e_u + e_d + 4e_s) \rightarrow (-2/3) \frac{M^6}{8L^{4/9}}$$

а переходной магнитный момент $\mu(\Sigma^0 \Lambda)$ дается разностью:

$$\sqrt{3}(\Sigma^0 \Lambda)^{(1)} = \tilde{\Sigma}_{su}^{0(1)} - \tilde{\Sigma}_{sd}^{0(1)} = \frac{M^6}{4L^{4/9}} (e_u - e_d).$$

Такой анализ справедлив для всех групп диаграмм, что позволил в диссертации впервые связать вместе правила сумм для $\mu(\Sigma)$, $\mu(\Lambda)$, $\mu(\Sigma^0 \Lambda)$, ранее рассматривавшиеся строго по отдельности.

В **четвертой главе** разработан новый метод построения правил сумм КХД для сильных констант связи псевдоскалярных мезонов с барионами октета, построены правила сумм КХД для констант связи η - мезона с Λ - гипероном и гиперонов Λ и Σ с пионом [22], [23]. Затем в формализме правил сумм КХД на световом конусе построены правила сумм для констант связи октета псевдоскалярных мезонов и нонета векторных мезонов с барионами октета [25]-[26]. В частности, для построения правил сумм КХД для констант связи векторных мезонов с барионами рассмотрен коррелятор:

$$\Pi^{B_1 \rightarrow B_2 V} = i \int d^4 x e^{ipx} \langle V(q) | \mathcal{T} \{ \eta_{B_2}(x) \bar{\eta}_{B_1}(0) \} | 0 \rangle, \quad (6)$$

где B_1 (B_2) – начальный (конечный) барион, V – векторный мезон с 4-импульсом q , а символ \mathcal{T} означает упорядочение по времени; η_B – интерполирующий ток бариона, определяемый матричным элементом $\langle 0 | \eta_B | B(p_2) \rangle = \lambda_B u_B$, причем λ_{B_i} – амплитуда перекрытия бариона B_i , именуемая часто борелевским вычетом, u_B – дираковский спинор B , $\bar{u}_B u_B = 2m$. Корреляторы вычисляются, как и в случае магнитных моментов,

(1) через параметры адронов и

(2) в глубоко–неупругой эвклидовой области импульсов, через кварковые и глюонные степени свободы с помощью операторного разложения ОРЕ.

Правила сумм КХД получаются приравниванием соответствующих выражений.

В феноменологической части правил сумм КХД вставляется полный набор промежуточных состояний с квантовыми числами тока η_B и выделяются низко–лежащие барионы:

$$\Pi^{B_1 B_2 V}(p_1^2, p_2^2) = \frac{\langle 0 | \eta_{B_2} | B_2 \rangle}{p_2^2 - m_2^2} \langle B_2(p_2) V(q) | B_1(p_1) \rangle \frac{\langle B_1 | \bar{\eta}_{B_1} | 0 \rangle}{p_1^2 - m_1^2} + \dots, \quad (7)$$

где $p_1 = p_2 + q$, m_i – масса бариона B_i , а \dots означают вклады высоколежащих состояний и континуума. Матричные элементы векторных мезонов определяются выражениями

$$\langle B_2(p_2) V(q) | B_1(p_1) \rangle = \bar{u}_{B_2}(p_2) \left[f_1 \gamma_\mu - f_2 \frac{i \sigma_{\mu\nu} q^\nu}{m_1 + m_2} \right] u_{B_1}(p_1) \varepsilon^\mu, \quad (8)$$

где $f_{1,2}$ – искомые константы связи. Для вершины $B_1 B_2 V$, после борелевского преобразования над коэффициентными функциями Π^{f_1} and $\Pi^{f_1+f_2}$ и вычитания вклада континуума получаем правила сумм для констант связи электрического $f^e = f_1$ и магнитного типа $f^m = f_1 + f_2$

$$f^{e,m} = \frac{1}{\lambda_{B_1} \lambda_{B_2}} e^{-\frac{m_1^2}{M_1^2} - \frac{m_2^2}{M_2^2} - \frac{m_V^2}{M_1^2 + M_2^2}} \Pi^{f^{e,m}}(M^2), \quad (9)$$

где M^2 –борелевский параметр. Для вычисления $\lambda_{B_{1,2}}$ использованы правила сумм КХД для масс этих барионов. Конечные выражения варьируются по борелевскому параметру для поиска интервала, в котором

искомые константы практически от него не зависят; второй варьируемый параметр вводится в интерполирующий ток, и по нему также ищется область устойчивости. Аналогичным образом в диссертации построены правила сумм КХД для констант связи барионов с псевдоскалярными мезонами.

В итоге показано, что поляризационные операторы и, соответственно, константы связи мезонов PBB , а также электрические и магнитные константы связи VBB для Σ -подобных барионов представимы для каждого типа констант в виде комбинации трех независимых функций, две из которых содержатся в выражении для нейтральных мезонов $M = \pi^0, \eta$ псевдоскалярного октета и $M = \rho^0, \omega, \phi$ векторного нонета:

$$\Pi^M(B(\{q_1q_2\}q_3)) = (g_{Mq_1q_1} + g_{Mq_2q_2})\Pi_1^M(q_1, q_2, q_3) + g_{Mq_3q_3}\Pi_2^M(q_1, q_2, q_3). \quad (10)$$

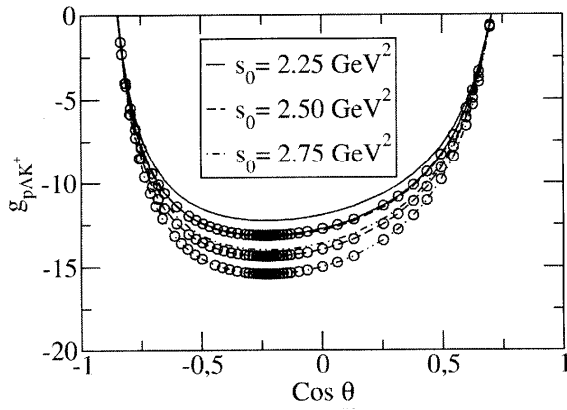
Здесь Π_1^M соответствует F -структуре, Π_2^M отвечает $(F - D)$ -структуре $SU(3)_f$, а константы связи мезонов с кварками $g(Mqq)$, $M = \pi^0, \eta, \rho^0, \omega, \phi$, задаются соответствующими кварковыми токами. 3-я функция $\Pi_3^M(q_1, q_2, q_3)$, возникает при анализе мезон-барионных вершин с заряженными мезонами. Разбив функцию $\Pi_3(u, d, s)$ на симметричную и антисимметричную части по отношению к замене кварков d и s ,

$$\Pi_3(u, d, s) = \Pi_3^{sym}(u, d, s) + \Pi_3^{asym}(u, d, s) .$$

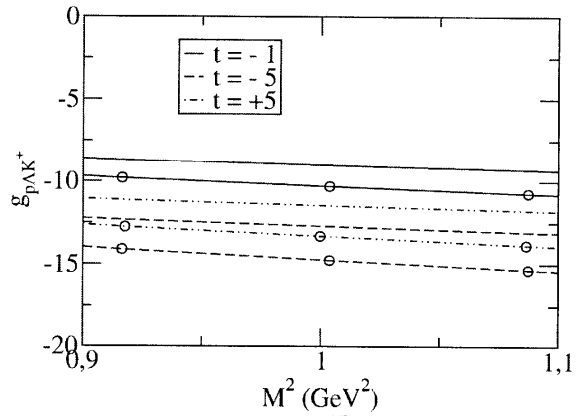
удается выразить симметричную часть через Π_1 и Π_2 как

$$\Pi_3^{sym}(u, d, s) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Pi_1(u, d, s) + \Pi_1(u, s, d) - \Pi_2(s, d, u)] .$$

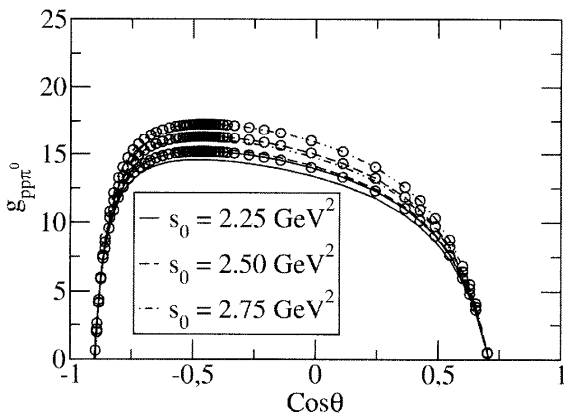
В пределе $SU(3)_f$ Π_1 и Π_2 соответствуют \mathcal{F} и $(\mathcal{F} - \mathcal{D})$, тогда как антисимметричная часть $\Pi_3^{asym}(u, d, s)$ соответствует разности $(\mathcal{D}' - \mathcal{D})$ в кварк-бикварковой модели и исчезает в пределе точной унитарной симметрии. Выражения для констант связи мезонов с Λ -гипероном следуют из соотношений (4). Опираясь на результаты, полученные в предыдущих главах, построены правила сумм и для констант связи барионов со странными мезонами в рамках единого формализма [24, 25].



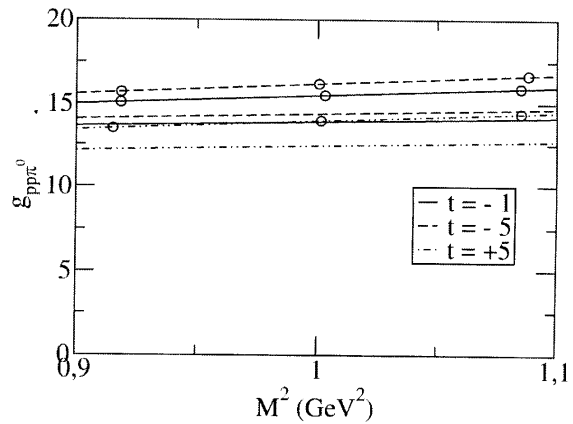
Зависимость от θ перехода $p \rightarrow \Lambda K^+$



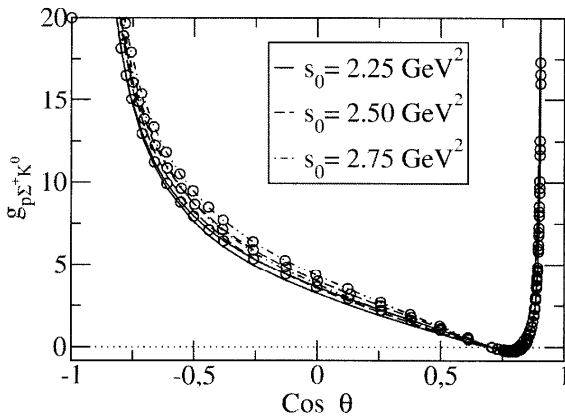
Зависимость перехода $p \rightarrow \Lambda K^+$ от M^2



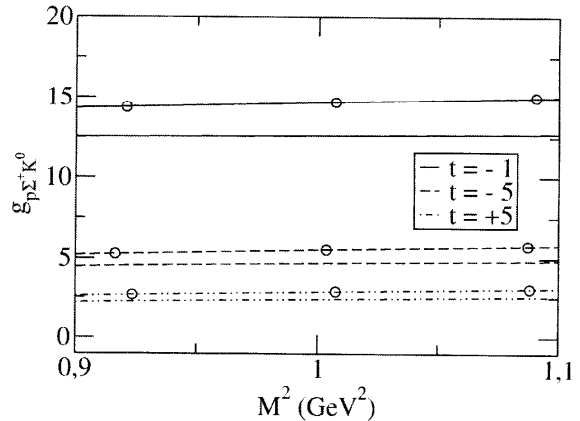
Зависимость от θ перехода $p \rightarrow p\pi^0$



Зависимость перехода $p \rightarrow p\pi^0$ от M^2



Зависимость от θ перехода $p \rightarrow \Sigma^+ K^0$



Зависимость перехода $p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ от M^2

Рис.2. Поиск доверительной области правил сумм КХД для констант связи PVV в зависимости от параметра t ($t = tg\theta$) интерполирующего тока η_B и от борелевского параметра M^2

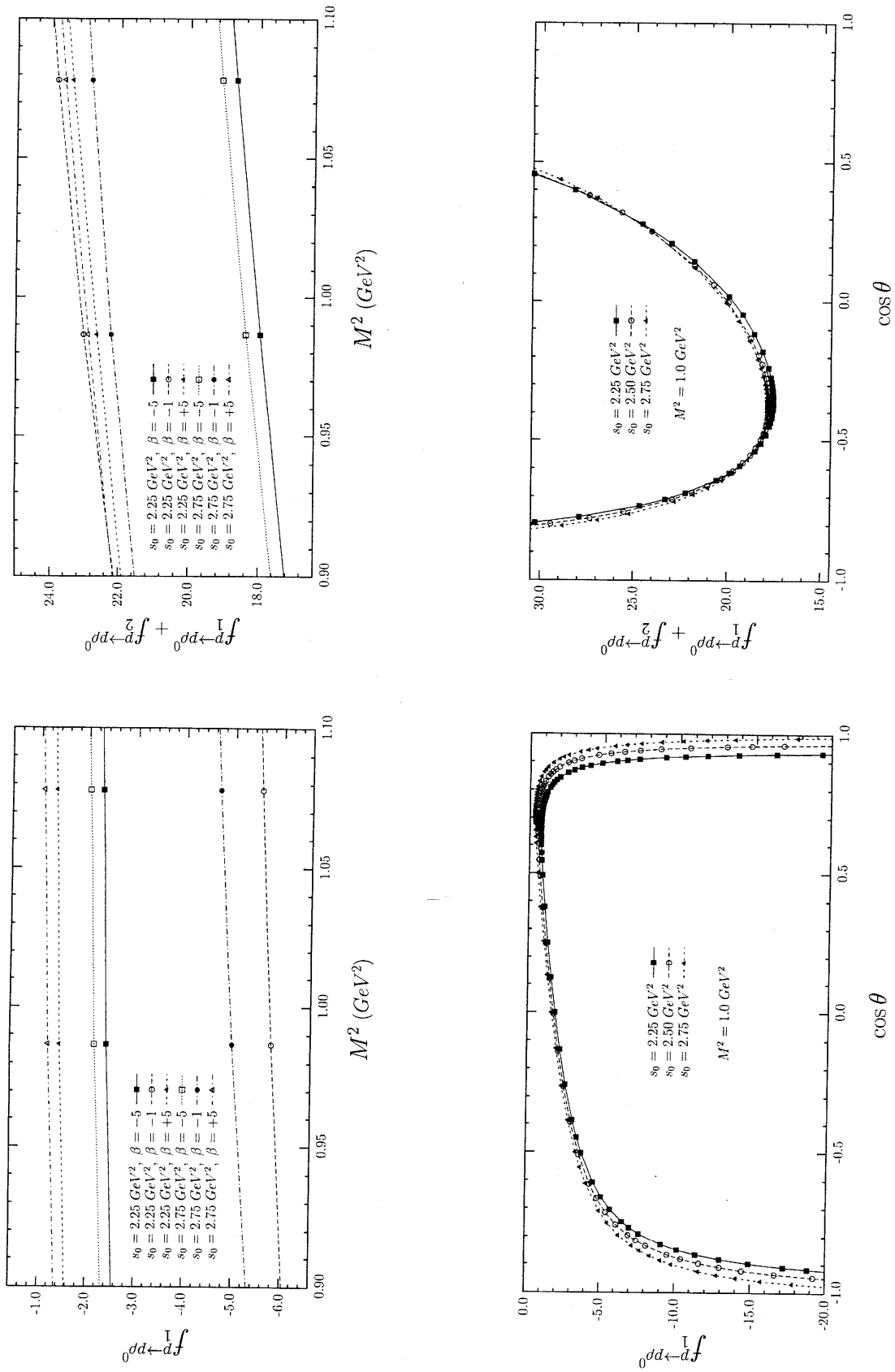


Рис. 3. Зависимость констант электрического f_1 и магнитного f_2 типов перехода $p \rightarrow p\rho^0$ от борелевского параметра M_2 и параметра t ($t = t\theta$) при различных значениях порога s_0

Итак, правила сумм для констант связи барионов описываются в общем случае, как для векторных, так и для псевдоскалярных мезонов, тремя независимыми функциями, которые в пределе точной унитарной симметрии обращаются в структуры, в точности соответствующие вариантам с F - и D - связью в модели $SU(3)_f$.

Из явного вида выражений для правил сумм следует, что они содержат три произвольных параметра, а именно, борелевский параметр M^2 , значение порога вклада континуума и параметр β в интерполирующих токах. Поскольку физически измеримые величины должны быть независимы от них, следует найти области изменения этих параметров, в которых мезон-барионные константы связи практически не будут от них зависеть (Рис. 2–3).

Верхний предел для борелевского параметра M^2 получается из требования, чтобы вклад континуума в корреляционную функцию составлял менее 50% от ее значения. Нижний предел получен из требования, чтобы вклад члена с максимальным значением степени $\frac{1}{M^2}$ был менее 25%. Используя эти ограничения, найдена рабочая область для борелевского параметра M^2 . Порог вклада континуума варьировался в пределах между $s_0 = (m_B + 0.5)^2$ и $s_0 = (m_B + 0.7)^2$.

Чтобы продемонстрировать проведенный анализ на примере констант VBB, на Рис.3 приведена зависимость $f_1^{p \rightarrow p\rho_0}$ и $f_1^{p \rightarrow p\rho_0} + f_2^{p \rightarrow p\rho_0}$ от M^2 при трех различных значения параметра β , и двух фиксированных значениях s_0 . Результаты для $f_1^{p \rightarrow p\rho_0}$ и $f_1^{p \rightarrow p\rho_0} + f_2^{p \rightarrow p\rho_0}$, приведенные на этих графиках, показывают большую стабильность относительно варьирования M^2 в избранной рабочей области. Правила сумм содержат и еще один произвольный параметр, β , и посредством подобных рассуждений следует найти область изменения β , в которой результаты для констант связи не зависят от β . Для этой цели на Рис. 3 и 4 представлена зависимость $f_1^{p \rightarrow p\rho_0}$ и $f_1^{p \rightarrow p\rho_0} + f_2^{p \rightarrow p\rho_0}$ от $\cos \theta$, где θ определена выражением $\tan \theta = \beta$. Из этих графиков можно сделать вывод, что рабочей областью для нефизического параметра β является область значений $-0.5 < \cos \theta < 0.3$ для $f_1^{p \rightarrow p\rho_0}$, и область значений $-0.7 < \cos \theta < 0.1$ для $f_1^{p \rightarrow p\rho_0} + f_2^{p \rightarrow p\rho_0}$, где константы $f_1^{p \rightarrow p\rho_0}$ and $f_1^{p \rightarrow p\rho_0} + f_2^{p \rightarrow p\rho_0}$ нечувствительны к вариациям β . В результате для пе-

Константы связи	Общий ток	Ток Иоффе	$SU(3)_f$	QSR*	QSR [†] Choe	
$\Lambda \rightarrow nK$	-13 ± 3	-9.5 ± 1	-14.3	-2.37 ± 0.09 Bracco	-2.49 ± 1.25	-13.5 Lavall
$\Lambda \rightarrow \Sigma^+ \pi^-$	10 ± 3	12 ± 1	10.0			
$\Lambda \rightarrow \Xi^0 K^0$	4.5 ± 2	-2.5 ± 0.5	4.25			
Lavall $n \rightarrow p\pi^-$	21 ± 4	20 ± 2	19.8			21.2 Arndt
$n \rightarrow \Sigma^0 K^0$	-3.2 ± 2.2	-9.5 ± 0.5	-3.3	-0.025 ± 0.015 Bracco	-0.40 ± 0.38	-4.25 Lavall
$p \rightarrow \Lambda K^+$	-13 ± 3	-10 ± 1	-14.25	-2.37 ± 0.09 Bracco	-2.49 ± 1.25	-13.5
$p \rightarrow p\pi^0$	14 ± 4	15 ± 1	Input	13.5 ± 0.5 Kim		14.9 Arndt
$p \rightarrow \Sigma^+ K^0$	4 ± 3	14 ± 1	5.75			
$\Sigma^0 \rightarrow nK^0$	-4 ± 3	-9.5 ± 1	-3.32	-0.025 ± 0.015 Bracco	-0.40 ± 0.38	-4.25 Lavall
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	11 ± 3	12 ± 1.5	10.0	6.9 ± 1 Doi		
$\Sigma^0 \rightarrow \Xi^0 K^0$	-13 ± 3	-13.5 ± 1	-14			

Табл. 2: Сильные константы связи РВВ. 1-3 столбцы– наст. работа. QSR*([†])– предсказание для лоренц-структуры $\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 p^\mu q^\nu$ ($i /q\gamma_5$). Arndt PRL 65,157(1990), Bracco PL B454,346(1999); Choe PR C62,025204(2000) ; Doi PRep 398,253(2004); Kim NP A678,295(2000); Lavall EPJ A24,275(2005)

Константы связи	Общий ток	$SU(3)_f$	Ток Иоффе	$SU(3)_f$	Zhu QSR	Wang QSR	Erkol QSR
$f_1^{p \rightarrow p \rho^0}$	-2.5 ± 1.1	-1.7	-5.9 ± 1.3	-6.4	2.5 ± 0.2	2.4 ± 0.6	3.2 ± 0.9
$f_1^{p \rightarrow p \omega}$	-8.9 ± 1.5	-10.3	-8.2 ± 0.4	-9.6	18 ± 8	7.2 ± 1.8	—
$f_1^{\Xi^0 \rightarrow \Xi^0 \rho^0}$	-4.2 ± 2.1	-4.3	-2.0 ± 0.2	-1.6	—	2.4 ± 0.6	1.5 ± 1.1
$f_1^{\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \rho^0}$	1.9 ± 0.7	1.5	-3.0 ± 0.5	-2.8	—	—	—
$f_1^{\Lambda \rightarrow \Sigma^+ \rho^-}$	1.9 ± 0.7	1.5	-2.8 ± 0.6	-2.8	—	—	—
$f_1^{\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^0 \rho^+}$	7.2 ± 1.2	6.0	8.5 ± 0.8	8.0	—	—	—
$f_1^{\Sigma^+ \rightarrow \Lambda \rho^+}$	2.0 ± 0.6	1.5	-2.8 ± 0.6	-2.8	—	—	—
$f_1^{p \rightarrow \Lambda K^{*+}}$	5.1 ± 1.8	4.4	7.4 ± 0.8	8.3	—	—	—
$f_1^{\Sigma^- \rightarrow n K^{*-}}$	6.6 ± 1.8	6.1	1.7 ± 0.4	2.3	—	—	—

Табл. 3: Константы ”электро”-связи VBB различных каналов для тока общего вида и тока Иоффе. Первые 3 столбца – наст. работа. Zhu PR C51,435(1999); Wang PR D75,054020(2007); Erkol PR C74,045201(2006)

Константы связи	Общий ток	$SU(3)_f$	Ток Иоффе	$SU(3)_f$	Zhu QSR	Wang QSR	Erkol QSR
$(f_1 + f_2)^{p \rightarrow p \rho^0}$	19.7 ± 2.8	21 ± 4	22.7 ± 1.3	24 ± 7 ± 3.7	21.6 ± 6.6	10.1	36.8 ± 13
$(f_1 + f_2)^{p \rightarrow p \omega}$	14.5 ± 2.6	15.0	21.2 ± 1.2	25.7	32.4 ± 14.4	5.0 ± 1.2	
$(f_1 + f_2)^{\Xi^0 \rightarrow \Xi^0 \rho^0}$	-2.8 ± 1.6	-3.2	-0.24 ± 0.24	0.5		-3.6 ± 1.6	-5.3 ± 3.3
$(f_1 + f_2)^{\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \rho^0}$	13.8 ± 2.7	14.2	15.1 ± 0.9	14.0			
$(f_1 + f_2)^{\Lambda \rightarrow \Sigma^+ \rho^-}$	14.3 ± 2.9	14.2	15.1 ± 0.8	14.0			
$(f_1 + f_2)^{\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^0 \rho^+}$	-17.8 ± 2.2	-18.2	-27.9 ± 1.8	-25.2		7.1 ± 1.0	53.5 ± 19
$(f_1 + f_2)^{\Sigma^+ \rightarrow \Lambda \rho^+}$	14.3 ± 2.9	14.2	15.1 ± 0.8	14.0			
$(f_1 + f_2)^{p \rightarrow \Lambda K^{*+}}$	-22.9 ± 4.2	-22.9	-27.3 ± 1.5	-28.8			
$(f_1 + f_2)^{\Sigma^- \rightarrow n K^{*-}}$	3.8 ± 2.8	4.5	-0.79 ± 0.05	-0.7			

Табл. 4: Константы "магнитной" связи VВВ для тока общего вида и тока Иоффе. Первые 3 столбца – наст. работа. Ссылки см. табл.3.

перехода $p \rightarrow p\rho^0$ найдено $f_1^{p \rightarrow p\rho^0} = -2.9 \pm 0.9$ и $f_2^{p \rightarrow p\rho^0} = 19.7 \pm 2.8$.

Полученные соотношения между поляризационными операторами носят весьма общий характер и позволяют связать между собой выражения для самых различных процессов и величин, в которых участвуют барионы типа Λ и Σ и позволяют построить правила сумм для констант связи.

В итоге, в 3-ей и 4-й главах показано, что сложные выражения для поляризационных функций (корреляторов), состоящие каждая из многих десятков членов, имеют структуру типа тензорных структур F - и D - типа. Получены весьма общие соотношения между структурами, описывающими эти вершины, не накладывая жестких ограничений, требуемых обычно в модели унитарной симметрии. Численные результаты тем не менее оказываются близкими к результатам унитарной симметрии (см. Табл. 2-4). В Приложениях к этой главе приведены соотношения между корреляционными функциями, связанных с константами PVB , и явные выражения для независимых поляризационных функций (после борелевских преобразований) для констант VVB .

В **Заключении** кратко сформулированы основные результаты, полученные в диссертации и выносимые на защиту:

- Кварк-бикварковая структура барионов и физический смысл констант F - D - связи в модели унитарной симметрии
- Кварковая и унитарная модели слабых радиационных распадов гиперонов – новое решение для теоремы Хара о нулевой симметрии в распаде $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$ и связь между кварковым и унитарным описанием этих процессов
- Новые соотношения между характеристиками Λ - и Σ -подобных барионов в унитарной симметрии и в кварковой модели; новый вывод правил сумм КХД для масс и магнитных моментов Λ - и Σ -подобных барионов
- Правила сумм КХД для констант сильной связи псевдоскалярных и векторных мезонов с барионами октета, унитарная структура правил сумм, соотношения между корреляционными функциями.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах

- [1] V.M. Dubovik, V.S. Zamiralov, "NN-weak potential in a simple gauge model and polarization of the γ -quanta in $n + p \rightarrow d + \gamma$ ", *Lett. Nuovo Cim.* **22**, 21 (1978);
- [2] V.M. Dubovik, V.S. Zamiralov and S.V. Zenkin, "QCD corrections to the weak hamiltonian and parity-violation in the NN reactions", *Nucl. Phys. B* **182**, 52 (1981);
- [3] В.С.Замиралов, В.М. Дубовик, С.В.Зенкин, "КХД-поправки к гамильтониану слабых взаимодействий и нарушение четности в NN-реакциях", *Ядерная физика* **34**, 837 (1981).
- [4] З.Р. Бабаев, В.С.Замиралов, С.В.Зенкин, "Ведущие КХД-поправки к полному нелептонному слабому гамильтониану в кварковой модели Кобаяши-Маскава", *Ядерная физика* **35**, 144-150 (1982).
- [5] Г.Н.Артамонова, В.С.Замиралов, "Нейтральные токи в калибровочных моделях с кварковыми дублетами различной спиральности", *Вестник Моск. Ун-та. Сер.3. Физ. Астрон.* **35**, 19-23 (1994).
- [6] В.С.Замиралов, "Массовые поправки к собственно-энергетическим вкладам аксиально-векторных токов в киральной симметрии возмущений", *Вестник Моск. Ун-та. Сер.3. Физ. Астрон. вып. 5*, 128-32 (2001).
- [7] З.Р. Бабаев, В.С. Замиралов, Л. Жельми, С.Н. Лепшоков, "Сохранение аромата в нейтральных слабых токах и спиновая структура протона", *Вестник Моск. Ун-та. Сер.3. Физ. Астрон.* **32**, №6, 93 (1991).
- [8] З.Р. Бабаев, В.С. Замиралов, Л. Жельми, С.Н. Лепшоков, "Модель ГИМ и спиновая структура протона", *Ядерная физика* **53**, 804-806 (1991).
- [9] E.N. Bukina, V.M. Dubovik, V.S. Zamiralov, "Generalized Gordon identities, Hara theorem and weak radiative hyperon decays", *Phys. Lett. B* **449**, 93-96 (1999).

- [10] E.N. Bukina, V.M. Dubovik, V.S. Zamiralov, "GIM model and radiative decays of strange and charmed baryons", Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **93**, 34-37 (2001).
- [11] Е.Н.Дубовик, В.С.Замиралов, С.Н.Лепшоков и А.Э.Школьников, "Слабые радиационные распады гиперонов в кварковой модели", Ядерная физика **71**, 136-146 (2007).
- [12] Е.Н.Дубовик, В.С.Замиралов, "Связь между унитарным и кварковым описанием слабых радиационных распадов гиперонов", Вестн. Моск. Ун.-та. Сер.3. Физ. Астрон. **3**, 29-34 (2009).
- [13] Жельми Л., Замиралов В.С., "F- и D- связи и лептонные распады барионов в кварковой модели с четырьмя ароматами", Вестн. Моск. Ун.-та. Физ. Астрон. 1987, N 2, С. 39–43
- [14] Жельми Л., Замиралов В.С., Лепшоков С.Н., "Кварк–бикварковая структура барионов: магнитные моменты в КХД и в унитарной симметрии", Вестник Моск. Ун.-та. Сер.3. Физ. Астрон. 1989, N2. С.33.
- [15] Жельми Л., Замиралов В.С., Лепшоков С.Н., "Массовые формулы для шармовых барионов", Вестн. Моск. Ун.-та. Сер.3. Физ. Астрон., **28**, 70–72 (1987).
- [16] Л.Жельми, В.С.Замиралов, "Массовая формула Гелл-Манна-Окубо в кварк-партоновой модели барионов", Вестн. Моск. Ун.-та. Сер.3. Физ.Астрон. **26** 5, 27–28 (1985).
- [17] Е.Н. Букина, В.М. Дубовик, В.С. Замиралов, "О симметрии магнитных моментов барионов в кварк-солитонной модели", Вестн. Моск. Ун.-та. Сер.3. Физ. Астрон. **2**, 3–5 (2000).
- [18] Е.Н. Букина, В.М. Дубовик, В.С. Замиралов, "Интеграл Готтфрида и вклад валентных кварков", Вестн. Моск. Ун.-та. Сер.3. Физ. Астрон. **2**, 5–7 (2000).
- [19] В.С.Замиралов, "Магнитные моменты барионов в обобщенной модели Сегала", Вестн. Моск. Ун.-та. Сер.3. Физ. Астрон. **5**, 10–12 (1999).

- [20] A.Özpineci, S.B.Yakovlev, V.S.Zamiralov, "QCD sum rules: Intercrossed relations for the $\Sigma^0 - \Lambda$, mass splitting", Mod.Phys.Lett. A **20** 243–249 (2005); hep-ph/0310345.
- [21] В.С.Замиралов, А.Озпинечи, С.Б.Яковлев, "Новые соотношения между борелевскими правилами сумм для магнитных моментов барионов Σ^0 и Λ ", Ядерная физика, **68**, 304-310 (2005);
- [22] В.С.Замиралов, А.Озпинечи, С.Б.Яковлев, "Новые соотношения между борелевскими правилами сумм для сильных констант связи $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}$ и $g_{\eta\Lambda\Lambda}$ ", Вестн.Моск.Ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. вып.4, 29–32 (2005).
- [23] В.С.Замиралов, А.Озпинечи, С.Б.Яковлев, "Правила сумм КХД для $g_{\eta\Lambda\Lambda}$ и $g_{\pi\Lambda\Sigma}$ ", Ядерная физика **69**, 510 (2006).
- [24] Т. Алиев, В.С. Замиралов, А. Озпинечи, С.Б. Яковлев, "Правила сумм КХД для констант связи g_{K^*N} и $g_{K^*\Xi}$ ", Ядерная физика **70**, 958 (2007).
- [25] T. M. Aliev, A. Özpineci, S. B. Yakovlev, V. Zamiralov, "Meson–octet–baryon couplings using light cone QCD sum rules", Phys. Rev. D **74**, 116001 (2006).
- [26] T. M. Aliev, A. Özpineci, M Savci, V. Zamiralov, "Vector meson–baryon strong coupling constants in light cone QCD sum rules", Phys. Rev. D **80**, 016010 (2009).

Замиралов Валерий Семенович

ПРАВИЛА СУММ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ И
СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БАРИОНОВ В УНИТАРНЫХ И
КВАРКОВЫХ МОДЕЛЯХ

Автореферат

Работа поступила в ОНТИ 10.02.10

Отпечатано в ООО «Компания Спутник+»

ПД № 1-00007 от 25.09.2000 г.

Подписано в печать 18.02.2010

Тираж 100 экз. Усл. п.л. 1,5

Печать авторефератов (495)730-47-74, 778-45-60