

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

КУЛИШ Юрий Вениаминович

Ю. Кулиш

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОНОВ С БАРИОНАМИ И МНОГОКВАРКОВЫМИ
СИСТЕМАМИ

01.04.16 - физика ядра и элементарных частиц

Автореферат на соискание
ученой степени доктора
физико-математических наук

Харьков - 1994



00754078 (V)

Национальном научном центре
Харьковский физико-технический институт"

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
член-корр. АН Украины, профессор
Фомин Петр Иванович (ИТФ, г. Киев)

доктор физико-математических наук,
профессор Трубников Сергей Викторович,
(ХГУ, г. Харьков)

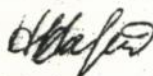
доктор физико-математических наук,
профессор Шульга Николай Федорович
(ННЦ "ХФТИ", г. Харьков)

Ведущая организация: Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко, г. Киев

Защита состоится " 16 " 09 _____ 1994 г.
в 15⁰⁰ часов на заседании Специализированного совета
Д 053. 06. 01 при Харьковском государственном университете
(310108, Харьков-108, пр. Курчатова, 31, ауд. 301)
С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной
библиотеке ХГУ

Автореферат разослан " 29 " 07 _____ 1994 г.

Ученый секретарь совета
доктор физико-математических наук

 Н. А. Азаренков

ЛННБ ім. В. Стефаніка
АН України

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Исследования процессов электромагнитных взаимодействий адронов традиционно являются мощным источником информации о структуре и свойствах материи. Особая роль электромагнитных взаимодействий заключается в том, что их природа хорошо известна и с высочайшей степенью точности описывается квантовой электродинамикой. Успех теории электромагнитных взаимодействий тем более значителен, что теория слабых взаимодействий лептонов и квантовая хромодинамика, являющаяся основой теории сильных взаимодействий адронов, построены по образцу квантовой электродинамики. Квантовая хромодинамика (КХД) сформулирована не на уровне адронов, а на уровне частиц их составляющих - кварков и глюонов. Аналогия КХД с квантовой электродинамикой становится еще более полной благодаря свойству асимптотической свободы, вследствие которой взаимодействия кварков и глюонов при больших передачах импульсов (на малых расстояниях) можно описывать по теории возмущений аналогично взаимодействиям фотонов и электронов. Отсюда следуют предсказания для жестких взаимодействий адронов при высоких энергиях. Однако, для мягких (на больших расстояниях) процессов взаимодействий адронов, при исследованиях которых накоплено огромное количество информации, КХД не позволяет сделать надежных предсказаний. Поэтому чрезвычайно возрастает роль электромагнитных взаимодействий адронов, как пробника с известными свойствами, тем более, что реальные и виртуальные фотоны взаимодействуют непосредственно с кварками. Исследования электромагнитных взаимодействий адронов оказались плодотворными для становления кварковых моделей. К настоящему времени стало ясно, что эти модели должны включать элементы КХД. Поскольку теория сильных взаимодействий адронов еще не построена, то такие модели, как правило, позволяют получить предсказания для величин, которые не измеряются непосредственно на опыте. В большинстве случаев предсказываемые величины могут быть определены из комбинаций нескольких измеримых величин. При этом необходимо сделать целый ряд модельных предположений. Проверка степени надежности феноменологических моделей, основанных на разных теоретических подходах, требует сравнения предсказаний моделей с большим числом наблюдаемых величин. Измерения множества наблюдаемых в одной реакции обычно осуществляются в экспериментах с поляризованными частицами. Непрерывное совершенствование техники измерений на установках с поляризованными пучками, мишенями

и вторичными частицами открывает широкие возможности для проверки предсказаний различных моделей. Среди процессов электромагнитных взаимодействий адронов наибольшее количество экспериментальных данных получено при исследованиях реакций на нуклоне ($\gamma N \rightarrow N\pi$, $eN \rightarrow eN\pi$) и на дейтроне ($\gamma d \rightarrow pn$, $ed \rightarrow epn$).

Проектирование и сооружение электронных ускорителей нового поколения, таких как CEBAF (США), ELSA (ФРГ) и HP-2000 в ХФТИ привело к интенсификации исследований по физике электромагнитных взаимодействий адронов в области промежуточных энергий. Важной составной частью в программах исследований на этих ускорителях является предложение поляризационных экспериментов в процессах взаимодействий фотонов и электронов с нуклонами и дейтронами для проверки различных моделей и определения фундаментальных характеристик адронов. Повышение точности измерений поляризационных наблюдаемых позволяет обнаружить тонкие эффекты, обусловленные вкладом слабых взаимодействий в фотон-адронных процессах. О важности поляризационных исследований процессов электромагнитных взаимодействий адронов свидетельствует также регулярное проведение Международных симпозиумов по фотон-адронным (теперь лептон-фотонным) взаимодействиям и Международных симпозиумов по спиновым явлениям в физике высоких энергий.

Цель работы. Целью настоящей диссертационной работы является исследование предсказаний теоретических моделей для поляризационных наблюдаемых в процессах взаимодействий реальных и виртуальных фотонов с барионами и дейтронами.

В диссертации решаются следующие основные задачи:

1. Разработка теоретических моделей и изучение возможности измерения физических величин в фото- и электрообразовании пионов на нуклонах.
2. Развитие методов вычисления P-нечетных амплитуд фотообразования пионов на нуклонах в феноменологических и кварковых моделях.
3. Исследования свойств экзотических барионов, содержащих кварк-антикварковую пару.
4. Получение соотношений между магнитными и квадрупольными моментами шестикварковых систем, а также между мультипольными амплитудами фотовозбуждения дибарионных резонансов в фоторасщеплении дейтрона.
5. Разработка ковариантных градиентно инвариантных моделей и изучение эффектов дибарионных резонансов в поляризационных наблюдаемых для фоторасщепления дейтрона.

Научная новизна. В диссертации изучены следствия моделей, основанных на КХД, для процессов взаимодействий фотона с барионами и дейтронами. В электрообразовании пионов на нуклонах сравниваются предсказания правил кваркового счета и сверхскользящихся правил сумм для отношения мультипольных амплитуд электровозбуждения $\Delta(1232)$. Предложена модель для амплитуд этого процесса, предсказания которой оказываются более близкими к экспериментальным значениям, чем результаты других моделей. Рассмотрен вопрос о возможности проверки предсказаний КХД в реакции фотообразования пионов на нуклонах с участием поляризованных частиц.

Прогресс в точности измерения поляризационных наблюдаемых может позволить обнаружить эффекты нарушения пространственной четности в фтоообразовании пионов на нуклонах. В диссертации разработан способ учета различных вкладов в P-нечетные амплитуды фотообразования пионов с помощью дисперсионных соотношений для мультипольных амплитуд. Для оценки P-нечетных наблюдаемых в области $\Delta(1232)$ впервые вычислены константы P-нечетных переходов $\bar{N} \rightarrow \Delta$ и $\Delta \rightarrow N\pi$. Предложена модель, в которой эти P-нечетные константы определяются с помощью амплитуд P-нечетных переходов нуклона в барионные резонансы с $J^P = 1^{-} 7/2$ (S_{11} (1535), S_{11} (1700), S_{31} (1650)) и $\Delta(1232)$ в резонансы с $J^P = 3^{-} 7/2$ (D_{13} (1520), D_{33} (1670)). Амплитуды P-четных взаимодействий барионов вычислены в релятивистской кварковой модели Фейнмана-Кислингера-Равндала. Матричные элементы P-нечетных переходов вычисляются с помощью произведения кварковых полей на малых расстояниях. Это позволяет оценить влияние глюонных обменов на величины P-нечетных наблюдаемых в фотообразовании пионов. Кроме того, рассмотрен вклад аксиальной аномалии в P-нечетные амплитуды фотообразования пионов.

КХД позволяет уточнить спектр возможных барионов, которые содержат кварк-антикварковую пару. С целью вычисления амплитуд взаимодействий таких барионов впервые получены тензоры $Q^4 \bar{Q}$ -систем, состоящих из кварков и антикварка в основном состоянии. Среди таких систем имеются экзотические состояния, принадлежащие мультиплету размерности 35 группы ароматов $SU(3, F)$. Этот мультиплет содержит состояния с нулевой странностью и изоспином $I = 5/2$, которые не могут быть построены из трех кварков. Экспериментальные исследования показали, что экзотические барионы с $I = 5/2$ могут существовать, но их массы должны быть существенно ниже (на 600 - 800 МэВ) масс соответствующих $Q^4 \bar{Q}$ -систем. В связи с

этим предложен расширенный базис экзотических барионов, со всеми системами, которые могут быть построены из четырех кварков и одного антикварка в основном состоянии: $Q^4 \bar{Q}$ -, DP-, DV- системами, где D соответствует Q^3 -барионам с $J^P = 3^-/2$ из декаплета $SU(3, F)$, P - октету псевдоскалярных мезонов, V - нонету векторных мезонов. Это предположение позволило впервые получить массы и ширины экзотических барионов, близкие к экспериментальным значениям.

Еще одним интересным следствием КХД является предсказание шестикварковых систем, которые с необходимостью должны включать, кроме состояний с квантовыми числами дейтрона ($I(J^P) = 0(1^+)$), дибарионные состояния с нулевой странностью и $I(J^P) = 1(0^+)$, $1(2^+)$, $2(1^+)$, $0(3^+)$, $3(0^+)$. Для этих систем впервые получены тензоры, приводящие к соотношениям между магнитными моментами фотовозбуждения трех- и шестикварковых систем. Тензоры шестикварковых систем использованы также для вычисления матричных элементов операторов, действующих на переменные двух кварков в цветовом, спиновом и ароматическом пространствах. Примером такого оператора является оператор электрического квадрупольного момента. Построение этого оператора, в приближении одноглюонного обмена в модели сферических кварковых мешков, позволило впервые получить соотношения между амплитудами квадрупольных переходов в трех- и шестикварковых системах. Благодаря этому стало возможным получение отношения магнитной дипольной к электрической квадрупольной амплитуд для фотовозбуждения шестикваркового состояния с $I(J^P) = 1(2^+)$ на дейтроне. Поскольку массы состояний шестикварковых систем с $I(J^P) = 0(1^+)$ и $1(2^+)$ заметно выше масс дейтрона и кандидата в дибарионный резонанс 4D_2 (приблизительно на 300 МэВ), то для этих состояний предложены расширенные базисы состояний. Предложено, что дибарионы являются не чистыми шестикварковыми состояниями, а смесями всех систем, состоящих из шести кварков: Q^6 , NN, N Δ , $\Delta\Delta$. Учет такого смешивания для дейтрона и 4D_2 -дибарионного резонанса позволяет привести в соответствие массы этих дибарионов и отношения мультипольных амплитуд фотовозбуждения 4D_2 в фоторасщеплении дейтрона. Вычисления моментов электромагнитных переходов дибарионов выполнено впервые.

С точки зрения получения информации о дибарионных резонансах реакция фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow np$ обладает рядом достоинств. При этом необходимы исследования совокупности поляризационных наблюдаемых. Для этого предложен способ вычисления 34 по-

ляризационных наблюдаемых, обусловленных поляризациями следующих пар частиц в $\gamma d \rightarrow p n$: фотон и протон, фотон и дейтрон, дейтрон и протон. В ковариантном подходе, использование которого в области возможного существования широких дибарионных резонансов является естественным, вызывает трудности обеспечение сохранения электромагнитного тока адронов, т.е. получение градиентно инвариантных амплитуд. Эта трудность была преодолена и впервые в рамках ковариантных градиентно инвариантных моделей проанализирована чувствительность экспериментальных данных относительно четырех наблюдаемых ($(d\sigma/d\Omega)_0$ - дифференциального сечения с неполяризованными частицами; Σ -асимметрии, обусловленной линейной поляризацией фотона, P -поляризации протона, T -асимметрии, обусловленной векторной поляризацией дейтрона) к дополнительному учету вкладов широких дибарионных резонансов в областях энергий фотона E_γ от 160 до 400 МэВ и от 250 до 600 МэВ.

Таким образом, настоящая диссертационная работа представляет собой новое направление, заключающееся в развитии, основанных на КХД, подходов к электромагнитным взаимодействиям адронов и исследовании возможностей экспериментальной проверки этих подходов.

Практическая и научная ценность результатов. В последнее время широко проводятся и планируются на электронных ускорителях нового поколения поляризационные исследования взаимодействий фотонов и электронов с нуклонами и ядрами. В распоряжении экспериментаторов имеются или ожидается ввод в действие пучков поляризованных электронов, линейно и циркулярно поляризованных фотонов, а также протонов и дейтронов с векторной и тензорной поляризациями. В диссертации развит подход, позволяющий изучать следствия КХД и других теоретических моделей для поляризационных наблюдаемых. Результаты моделей сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Это позволяет получить информацию о электромагнитных взаимодействиях адронов и свойствах многокварковых систем.

Результаты, полученные в диссертации, можно использовать при планировании поляризационных исследований фотообразования пионов на нуклонах и фоторасщепления дейтрона, для анализа новых экспериментальных данных и получения из такого анализа информации о динамических моделях взаимодействий адронов и свойствах многокварковых систем.

На защиту выносятся следующие основные положения, результаты и выводы.

1. Вывод о малости спиральных амплитуд с изменением адронных спиральностей для электровозбуждения нуклонных резонансов в асимптотической области переданного импульса, полученный с помощью свёрхсходящихся правил сумм и согласующийся с предсказаниями пертурбативной КХД.
2. Результаты вычислений отношений квадрупольных амплитуд к магнитной дипольной амплитуде на основе единой вершинной функции фото- и электровозбуждения $\Delta(1232)$ на нуклоне, согласующейся с сохранением электромагнитного и изобарного токов.
3. Дисперсионные соотношения для P -нечетных мультипольных амплитуд фотообразования пионов на нуклонах.
4. Предложенная модель для вычисления констант P -нечетных пионных и радиационных взаимодействий $\Delta(1232)$ с учетом глюонных обменов.
5. Увеличение значений P -нечетных наблюдаемых в фотообразовании пионов на протоне в области $\Delta(1232)$ при включении глюонных обменов и слабая чувствительность этих наблюдаемых к вкладу аксиальной аномалии (особенно в $\delta^{\rho} \rho \rightarrow \rho \pi^0$).
6. Разложения тензоров $Q^4 \bar{Q}$ - и Q^6 - систем в цветовом, ароматическом и спиновом пространствах.
7. Расширение базиса экзотических барионов, с учетом $Q^4 \bar{Q}$ - и адронных систем, позволяет получить массы низколежащих барионов с изоспином $5/2$, совпадающие с экспериментальными данными, и дает шесть экзотических барионов (три с $J^P = 3^-/2$ два с $J^P = 1^-/2$ и одно с $J^P = 5^-/2$) для каждого состояния из $\underline{35}$ -плета группы ароматов $SU(3, F)$.
8. Соотношения между амплитудами магнитных дипольных и электрических квадрупольных переходов в шестикварковых системах.
9. Вывод о малости примеси чистой шестикварковой системы в тензорном изовекторном дибарионном резонансе $^1 D_2(2150)$.
10. Градиентная инвариантность амплитуд набора ковариантных полюсных амплитуд, соответствующих контактной диаграмме и взаимодействиям фотона с дейтронами и нуклонами в фоторасщеплении дейтрона, при учете структуры дейтрона, определяемой формфакторами $dn\rho$ -вершины, которые связаны с релятивистскими дейтронными волновыми функциями.
11. Учет дибарионных резонансов в области E_γ от 250 до 600 МэВ ($2.11 < \sqrt{s} < 2.4$ ГэВ) улучшает согласие с совокупностью

экспериментальных данных относительно дифференциального сечения, пучковой асимметрии в случае линейной поляризации фотона, поляризации протона и асимметрии обусловленной векторной поляризацией дейтрона.

Апробация результатов работы и публикации. Исследования, изложенные в диссертационной работе, проведены в теоретическом отделе Харьковского физико-технического института.

Материалы диссертации опубликованы в 37 научных работах. Основные результаты диссертации докладывались на Сессиях Отделения ядерной физики АН СССР, Всесоюзной конференции по теории систем нескольких частиц с сильным взаимодействием (Киев, 1985 г.), Всесоюзных семинарах по электромагнитным взаимодействиям адронов в резонансной области энергий (Харьков, 1977, 1979, 1981, 1983, 1985, 1987, 1989 гг.), II (Гатчина, 1984 г.) и III (Гатчина, 1986 г.) Симпозиумах "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", III Международном Симпозиуме "Пион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия" (Гатчина, 1989 г.), XXIV Международной конференции по физике высоких энергий (Мюнхен, 1988 г.), VII (Протвино, 1986 г.) и IX (Бонн, 1990 г.) Международных симпозиумах по спиновым явлениям в физике высоких энергий.

Структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав основного текста, трех приложений, заключения и списка цитируемой литературы (242 наименования). Диссертация содержит 33 рисунка и 16 таблиц. Общий объем работы 261 машинописная страница.

2. КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснована актуальность проводимых исследований, сформулирована цель диссертационной работы и основные положения, выносимые на защиту. Представлена структура диссертации и кратко изложено ее содержание по главам.

В первой главе исследованы [1-7] процессы фото- и электрообразования пионов на нуклонах. Среди нуклонных резонансов особую роль играет $\Delta(1232)$, так как он лучше других изучен экспериментально и его теоретическая интерпретация наиболее проста. Тем не менее, нельзя считать свойства $\Delta(1232)$ известными с достаточной точностью. Поэтому важными являются исследования этого резонанса в рамках различных подходов.

В разделе 1.1 рассмотрены следствия сверхскользящихся правил сумм для двух амплитуд реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$ [1, 2]. Разложение по переменной t позволило получить соотношения между амплитудами электровозбуждения нуклонных резонансов. Для больших переданных импульсов k^2 отсюда следует малость амплитуд, соответствующих несохранению адронных спиральностей, которая приводит к отношениям мультипольных амплитуд $E_{l\pm}^{\Delta} / M_{l\pm}^{\Delta} = \pm 1$.

В разделе 1.2 получены отношения мультипольных амплитуд электровозбуждения $\Delta(1232)$ в модели с сохраняющимся изобарным током [3]. В [3] предложена вершинная функция $\gamma^* N \rightarrow \Delta(1232)$, которая ведет к следующим отношениям амплитуд $E_{l\pm}^{\Delta}$, $L_{l\pm}^{\Delta}$, $S_{l\pm}^{\Delta}$ (в поперечной, продольной и временных компонентах электромагнитного тока адронов) к магнитной дипольной амплитуде $M_{l\pm}^{\Delta}$ [3, 4]

$$\frac{E_{l\pm}^{\Delta}}{M_{l\pm}^{\Delta}} = \frac{1}{2} \frac{L_{l\pm}^{\Delta}}{M_{l\pm}^{\Delta}} = \frac{k_0}{|\vec{k}|} \frac{S_{l\pm}^{\Delta}}{M_{l\pm}^{\Delta}} = \frac{M_{\Delta} - m_N}{M_{\Delta} + m_N} \frac{k_0}{M_{\Delta} - k_0} \quad (1)$$

где k_0 и \vec{k} - энергия и 3-импульс виртуального фотона в системе покоя $\Delta(1232)$, M_{Δ} - масса $\Delta(1232)$ и m_N - масса нуклона. При $k^2 = 0$ (1) дает $E_{l\pm}^{\Delta} / M_{l\pm}^{\Delta} = -0,0159$, что оказывается весьма близким к значениям, полученным в фотообразовании пионов (например, к усредненному значению $E_{l\pm}^{\Delta} / M_{l\pm}^{\Delta} = -0,013 \pm 0,005$). На рис. 1 приведено сравнение соотношений (1) с результатами определения величин $\text{Re} E_{l\pm}^{\Delta} / |M_{l\pm}^{\Delta}|^2$ и $\text{Re} S_{l\pm}^{\Delta} / |M_{l\pm}^{\Delta}|^2$ в реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$. Эти величины совпадают с $E_{l\pm}^{\Delta} / M_{l\pm}^{\Delta}$ и $S_{l\pm}^{\Delta} / M_{l\pm}^{\Delta}$, соответственно, в случае пренебрежения фоновыми амплитудами.

В разделе 1.3 рассмотрена проблема выделения вкладов $\Delta(1232)$ в полных амплитудах фото- и электрообразования пионов $E_{l\pm}^{\Delta}$ и $M_{l\pm}^{\Delta}$. С целью выделения вкладов $\Delta(1232)$ в амплитуды $E_{l\pm}^{\Delta}$, $M_{l\pm}^{\Delta}$, $S_{l\pm}^{\Delta}$ предложены измерения величин $\text{Im} E_{l\pm}^{\Delta} / M_{l\pm}^{\Delta}$ и $\text{Im} S_{l\pm}^{\Delta} / M_{l\pm}^{\Delta}$ в реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$ с поляризованными нуклонами [5].

В разделе 1.4 приведены результаты вычислений угловых и энергетических зависимостей двойных поляризационных наблюдаемых в реакции $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ при энергии фотона E_{γ} от 250 до 1150 МэВ [6]. Используются амплитуды, являющиеся результатом парциально волнового анализа фотообразования пионов.

В разделе 1.5 изучены следствия КХД для поляризационных наблюдаемых в фотообразовании псевдоскалярных мезонов на нуклонах. Правила кваркового счета предсказывают скейлинговое поведение сечений процессов в области больших s и t , подтвержденное экспе-

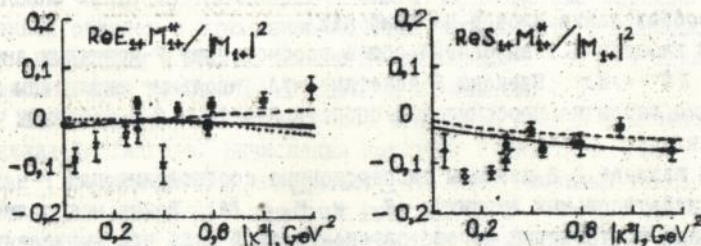


Рис. 1. Отношения мультипольных амплитуд для фото- и электрообразования пионов в области $\Delta(1232)$ [3, 4]. Среднее значение $E_{1+}^{\Delta} / N_{1+}^{\Delta} = -0.013 \pm 0.005$ в фотообразовании пионов ($k^2 = 0$) показано кружком. Сплошные кривые соответствуют подгонке Девениша и Литта в дисперсионном подходе, штриховые линии - соотношениям (1), пунктирная кривая - результатам вычислений в нерелятивистской кварковой модели с учетом цветомагнитного взаимодействия кварков.

риментально, в том числе и в фотообразовании пионов. Кроме того, из пертурбативной КХД для этой кинематической области следует доминантность амплитуд соответствующих сохранению адронных спиральностей. В фотообразовании псевдоскалярных мезонов этому сохранению удовлетворяют две спиральных амплитуды (из четырех). Поэтому следует ожидать, что в области скейлингового поведения сечений $\gamma N \rightarrow N\pi$ должны выполняться определенные соотношения между поляризационными наблюдаемыми [7]. В электрообразовании пионов на нуклонах при больших k из сохранения адронных спиральностей следуют отношения между мультипольными амплитудами $E_{\ell\pm} / N_{\ell\pm} \rightarrow \pm 1$, полученные ранее с помощью сверхскользящихся правил сумм [1].

Вторая глава посвящена изучению эффектов нарушения пространственной четности в фотообразовании пионов на нуклонах [8 - 12]. Эти эффекты могут быть обнаружены при измерениях поляризационных наблюдаемых, определяемых произведениями P -четных и P -нечетных частей амплитуд. P -нечетные амплитуды $\gamma N \rightarrow N\pi$ обусловлены неабелевыми слабыми взаимодействиями адронов и фо-

тона. В связи с успехом КХД в понимании правила $\Delta I = 1/2$ в слабых нелептонных взаимодействиях адронов представляет интерес распространение подобного механизма КХД на P-нечетные амплитуды фотообразования пионов на нуклонах.

В разделе 2.1 выполнено общее рассмотрение P-нечетных амплитуд $\gamma N \rightarrow \pi N$. Введены P-нечетные мультипольные амплитуды и показано различие кроссинговых свойств P-четных и P-нечетных амплитуд.

В разделе 2.2 изучены дисперсионные соотношения для P-нечетных мультипольных амплитуд $\tilde{E}_{\ell t}$ и $\tilde{N}_{\ell t}$ [8]. Ранее метод дисперсионных соотношений хорошо зарекомендовал себя при вычислениях P-четных мультипольных амплитуд фото- и электрообразования пионов при низких и промежуточных энергиях.

В разделе 2.3 получены вещественные части P-нечетных амплитуд, которые могут генерироваться вкладом $\Delta(1232)$ в мнимые части [8]. При этом возникают два типа вещественных частей амплитуд: один для низших парциальных волн, а другой для всех парциальных волн.

В разделе 2.4 для вычисления P-нечетных амплитуд $\gamma p \rightarrow \pi p$ в области $\Delta(1232)$ используется изобарная модель [8, 9]. Вкладу Δ -изобары соответствуют четыре P-нечетных мультипольных амплитуды, так как нарушение пространственной четности возможно в вершинах $\gamma N \Delta$ - и $\pi N \Delta$ -взаимодействий. Для вычисления P-нечетных амплитуд этих взаимодействий использована редукционная формула с учетом вклада резонанса $D_{13}(1520)$. Тогда амплитуды этих P-нечетных взаимодействий определяются одной величиной, соответствующей переходу $P_{33}(1232) \leftrightarrow D_{13}(1520)$. Последняя величина вычислена в модели кварковых мешков без учета глюонных поправок. Используя результаты парциально волнового анализа для P-четных амплитуд фотовозбуждения $P_{33}(1232)$ и $D_{13}(1520)$, а также определяя константы $\gamma N \Delta$ - и $\pi N D_{13}$ -взаимодействий из ширин резонансов, с помощью P-нечетных констант $\gamma N \Delta$ - и $\pi N \Delta$ -взаимодействий оценены величины наблюдаемых, соответствующих нарушению пространственной четности в $\gamma p \rightarrow \pi p$ [8, 9].

В разделе 2.5 изучено влияние глюонных обменов на величины констант P-нечетных $\gamma N \Delta$ - и $\pi N \Delta$ -взаимодействий [10]. Для вычисления этих констант в редукционной формуле учтены вклады резонансов $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1700)$, $S_{31}(1650)$ с $J^P = 1/2^-$ и $D_{13}(1520)$, $D_{33}(1670)$ с $J^P = 3/2^-$. Нарушение четности приводит к переходам нуклона в резонансы с $J^P = 1/2^-$ и $\Delta(1232)$ в резонансы

с $J^P = 3^-/2$. Амплитуды этих переходов вычислялись с помощью разложения произведений кварковых полей на малых расстояниях в Р-нечетной части гамильтониана слабых взаимодействий кварков. Учет глюонных обменов в этих произведениях выполняется с помощью метода, развитого в КХД на основе ренормгруппы. Р-четные амплитуды взаимодействий нуклонов, $\Delta(1232)$ и резонансов с $J^P = 1^-/2, 3^-/2$ вычислялись в релятивистской кварковой модели Фейнмана-Равдала-Кислингера. Вычисления констант Р-нечетных γ_{Δ} и γ_{Λ} - взаимодействий показывают, что учет глюонных обменов увеличивает величины Р-нечетных констант в 2 - 3 раза [10].

В разделе 2.6 полученные константы используются для вычисления Р-нечетных амплитуд реакций $\gamma p \rightarrow \pi \pi^+$ и $\gamma p \rightarrow \rho \pi^0$ [10]. Р-нечетные части амплитуд фотообразования пионов определяются тремя группами вкладов: полюсными слагаемыми с Р-нечетным γ_{Δ} -взаимодействием, вкладами $\Delta(1232)$ и слагаемыми с обменом в t -канале Z^0 -бозоном (для $\gamma p \rightarrow \rho \pi^0$) и W^\pm -бозоном (для $\gamma p \rightarrow \pi \pi^+$). Векторная часть $\gamma Z^0 \pi^0$ - и $\gamma W^\pm \pi^\pm$ - взаимодействий определяется аксиальной аномалией. Поскольку аксиальная аномалия не перенормируется сильными взаимодействиями, то эта часть Р-нечетных амплитуд $\gamma p \rightarrow \pi \pi$ имеет наименьшие модельные неопределенности. Поэтому представляет интерес изучить чувствительность Р-нечетных наблюдаемых в $\gamma p \rightarrow \pi \pi$ к вкладу аксиальной аномалии. В [10 - 12] показано, что в области $\Delta(1232)$ Р-нечетные наблюдаемые имеют слабую чувствительность к вкладу аксиальной аномалии, а учет глюонных обменов увеличивает величины этих наблюдаемых в 3 - 4 раза. При этом для Р-четных амплитуд фотообразования пионов на нуклонах использованы полные амплитуды, являющиеся результатом парциально волнового анализа.

В третьей главе рассмотрены свойства экзотических барионов, которые содержат кварк-антикварковую пару [13 - 17]. Такие барионы интересны по следующим причинам: в случае кварков в основном состоянии они могут иметь спин и четность $J^P = 1^-/2, 3^-/2, 5^-/2$ (т. е. такие, которые в Q^3 -модели строятся с помощью орбитального момента) и могут быть состояниями с изоспином $5/2$ или странностью равной $+1, -4$, которые не могут быть получены в Q^3 -модели. Еще одним отличием таких барионов от Q^3 -барионов является то, что в КХД $Q^4 \bar{Q}$ -системы содержат бесцветные подсистемы (Q^3 и $Q \bar{Q}$).

В разделе 3.1 получены тензоры для $Q^4 \bar{Q}$ -систем в случае кварков и антикварка трех ароматов, находящихся в основном состоянии

[13]. Тогда $Q^4 \bar{Q}$ -система в цветовом (C), ароматическом (F) и спиновом (J) пространствах описывается представлениями группы SU(18, SFJ). В общем случае эти тензоры в CFJ-пространстве приводимы. Следы тензоров, разложенные по представлениям группы SU(3, C) x SU(6, FJ) дают хорошо известные 1 x 56- и 1 x 70-мультиплеты. Бесследовый тензор для бесцветной $Q^4 \bar{Q}$ -системы в FJ-пространстве является мультиплетом группы SU(6, FJ) размерности 1134. Среди различных представлений в 1134-плете содержатся состояния из 35-плета группы SU(3, F) со спином 1/2 и 3/2. Из требования антисимметрии тензора Q^4 -системы в CFJ-пространстве следует, что тензор в цветовом пространстве должен описываться схемой Юнга [2, 1, 1], а в FJ-пространстве - схемой [3, 1]. Эти схемы можно получить тремя способами. Поэтому бесцветная $Q^4 \bar{Q}$ -система на 2/3 состоит из состояний со скрытым цветом.

В разделе 3.2 вычислены компоненты 35-плета группы SU(3, F) [14]. Именно в этом мультиплете содержатся состояния с $I = 5/2$, $S = 0$, кандидаты в которые обнаружены на опыте. Этот мультиплет описывается симметричным бесследовым тензором $Z_{\beta}^{\{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4\}}$

В разделе 3.3 вычислены массы состояний, принадлежавших 35-плету SU(3, F) и обладающих $J = 1/2$ и $3/2$ [14]. Используя обобщение массовой формулы Глэшоу (предложенной ранее для Q^3 -барионов), с учетом вклада цветомагнитных взаимодействий кварков и антикварка,

$$\hat{M} = \sum_i m_i - \frac{3}{8} B \sum_{i>j} \left(\frac{\sigma \lambda}{m} \right)_i \cdot \left(\frac{\sigma \lambda}{m} \right)_j \quad (2)$$

где $m_u = m_d = 2m_s/3 = 360$ МэВ - массы кварков, $B' = B/m_u^2 = 50$ МэВ, показано, что состояния $Q^4 \bar{Q}$ -системы из 35-плета SU(3, F) с $J^P = 3/2$ должны быть легче состояний с $J^P = 1/2$. В частности, для состояний с нулевой странностью и изоспином $I = 5/2$ из (2) следует, что $M(J^P = 3/2) = 2050$ МэВ и $M(J^P = 1/2) = 2350$ МэВ [14, 15]. Эти значения масс превышают значения масс (около 1400 МэВ) наблюдаемых низколежащих кандидатов в экзотические барионы с $I = 5/2$.

В разделе 3.4 предложена гибридная модель для экзотических барионов [14, 15]. Поскольку без учета цветомагнитного взаимодействия системы $Q^4 \bar{Q}$, DP, DV (D соответствуют барионам с $J^P = 3/2$ из декаплета SU(3, F), P - октету псевдоскалярных мезонов, V - нонету векторных мезонов) должны иметь одинаковые массы, а

цветомагнитные взаимодействия могут их смешивать, то в [14, 15] предложены расширенные базисы экзотических барионов, которые включают вектора состояний $Q^4\bar{Q}$ -, DP -, DV - систем. Например, для $J^P = 3/2$ введен ортонормированный базис состояний

$$|\Psi_1\rangle = |Q^4\bar{Q}\rangle, \quad |\Psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{7}}(\sqrt{8}|DP\rangle - |Q^4\bar{Q}\rangle),$$

$$|\Psi_3\rangle = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{7}}\left[7\sqrt{\frac{3}{5}}|DV\rangle - |DP\rangle + \sqrt{8}|Q^4\bar{Q}\rangle\right]. \quad (3)$$

Для $S = 0$, $I = 5/2$ массы этих состояний равны (в МэВ) $M(\Psi_1) = 2050$, $M(\Psi_2) = 1250$, $M(\Psi_3) = 1925$ [14, 15]. Минимальное значение массы имеет состояние Ψ_2 с $J^P = 3^-/2$. В [15] получены массы состояний для всех компонентов 35 -плетов $SU(3, F)$. Предполагая, что физические состояния Z_i связаны с базисом Ψ_i для $I = 5/2$, $S = 0$, $J^P = 3^-/2$ соотношениями

$$|Z_1\rangle = \alpha|\Psi_1\rangle + \beta|\Psi_2\rangle, \quad |Z_2\rangle = -\beta|\Psi_1\rangle + \alpha|\Psi_2\rangle,$$

$$|Z_3\rangle = |\Psi_3\rangle, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1. \quad (4)$$

В [14 - 16] при $\alpha^2 = 0,224$ получено значение массы 1430 МэВ, равное усредненному значению минимальных масс низколежащих кандидатов в экзотические барионы с $I = 5/2$, $S = 0$. Таким образом, расширение базиса экзотических барионов может устранить противоречие между теоретическими предсказаниями и экспериментальными данными. В случае $\alpha^2 < 0,12$ может существовать стабильный экзотический барион со странностью $S = -4$.

В разделе 3.5 рассмотрены распады экзотических барионов с $I = 5/2$, $S = 0$ на пион и $\Delta(1232)$ [15, 16]. Показано, что использование расширенного базиса экзотических барионов (3), (4) улучшает согласие с экспериментальными данными относительно ширины экзотических барионов.

В разделе 3.6 вычислены амплитуды радиационных распадов экзотических барионов с $J^P = 3^-/2$ из 35 -плета $SU(3, F)$ [17]. Эти распады могут представлять интерес для определения параметров гибридной модели в случае общего смешивания (например, для матрицы смешивания типа Кабаяши-Маскава).

В четвертой главе рассмотрены электромагнитные свойства либарионов [18 - 23]. Шестикварковые системы, как и $Q^4\bar{Q}$ -системы, являются экзотическими. Требование антисимметрии тензоров для

бесцветной Q^6 -системы, состоящей из кварков в основном состоянии, в CFJ-пространстве приводит к мультиплетам, соответствующим схеме Юнга $[2^3]$ в C-пространстве и $[3^2]$ в FJ-пространстве. В случае двух ароматов мультиплеты в FJ-пространстве имеют 50 компонентов, а в случае трех ароматов - 490. Для Q^6 -систем, состоящих из нестранных кварков в основном состоянии, 50-плет включает следующие дибарионные состояния D_{IJ} с изоспином I и спином J: $D_{01}, D_{10}, D_{12}, D_{21}, D_{03}, D_{30}$. Вычисления масс D_{IJ} в КХД с учетом цветомагнитного взаимодействия показывает, что легчайшим является состояние D_{01} с квантовыми числами дейтрона. В связи с этим важным является вычисление амплитуд фотовозбуждения D_{IJ} и получение соотношений между мультипольными амплитудами фоторасщепления дейтрона, соответствующих вкладу дибарионных резонансов.

В разделе 4.1 получены тензоры Q^6 -систем, состоящих из кварков двух ароматов в основном состоянии [18 - 20]. Полностью антисимметричный тензор $D^{\{A_1 A_2 A_3 A_4 A_5 A_6\}}$ (подчеркнутые прописные индексы соответствуют переменным в CFJ-пространстве) получен с помощью антисимметризации всеми возможными способами произведения тензоров $T^{\{A_1 A_2 A_3\}} \{A_4 A_5 A_6\}$ \otimes $Q_1 Q_2 Q_3$ \otimes $Q_4 Q_5 Q_6$ (прописные латинские индексы соответствуют переменным в FJ-пространстве, а подчеркнутые строчные - переменным группы $SU(3, C)$). Тензор $T^{\{A_1 A_2 A_3\}} \{A_4 A_5 A_6\}$, симметричный относительно перестановок индексов номер 1, 2, 3, и отдельно 4, 5, 6, причем $T^{\{A_1 A_2 A_3\}} \{A_4 A_5 A_6\} = -T^{\{A_4 A_5 A_6\}} \{A_1 A_2 A_3\}$ в [19, 20] построен с помощью тензора $T^{\underline{A}_1 \underline{A}_2 \underline{A}_3, \underline{A}_4 \underline{A}_5 \underline{A}_6}$ в FJ-пространстве [18] (тензоры обоих типов в FJ-пространстве соответствуют схеме Юнга $[3^2]$). Тензор $T^{\underline{A}_1 \underline{A}_2 \underline{A}_3, \underline{A}_4 \underline{A}_5 \underline{A}_6}$ антисимметричен относительно перестановок следующих пар индексов A_i и A_{i+3} ($i = 1, 2, 3$) [18]. Для вычисления компонентов последнего тензора удобно присвоить индексам A_i конкретные значения для определенных величин проекции полного момента и изоспина кварков (значение индексов A_i равно 1 соответствует u-кварку с $J_z = 1/2$, 2 - d-кварку с $J_z = 1/2$, 3 - u-кварку с $J_z = -1/2$, 4 - d-кварку с $J_z = -1/2$). В [18] с помощью общих выражений для $T^{\underline{A}_1 \underline{A}_2 \underline{A}_3, \underline{A}_4 \underline{A}_5 \underline{A}_6}$ получены величины отдельных компонентов, через которые выражаются все остальные компоненты посредством допустимых перестановок индексов. Например, для случая Q^6 -системы с $J_z = 1$ и $I_3 = 0$ эти отдельные компоненты t_k ($k = 1, 2, 3, 4, 5, t_2 = t_3 + t_4$) приведены в табл. 1 ($1/N_{01} = 24\sqrt{5}$, $1/N_{03}$

$= 2\sqrt{30}$). Числа $n_A^{(k)}$ в табл. 1 соответствуют числу способов, которыми отдельные компоненты t_k могут быть получены из всех компонентов $T_{A_1 A_2 A_3, A_4 A_5 A_6}$ с помощью допустимых перестановок индексов, оставляя A_1 на месте [18]. Использование отдельных компонентов позволяет упростить вычисления матричных элементов операторов, действующих на переменные одного и двух кварков.

В разделе 4.2 получены соотношения между матричными элементами оператора магнитного момента для Q^6 -систем [18]. Используя тензоры $D_{[A_1 A_2 A_3 A_4 A_5 A_6]}$ в CFJ -пространстве [19, 20] и отдельные компоненты t_k [18, 19], для магнитных дипольных переходов можно написать

$$D_{[A_1' A_2' A_3' A_4' A_5' A_6']} D_{[A_1 A_2 A_3 A_4 A_5 A_6]} (\hat{\mu}_z)_{A_1' A_1} = \sum_{k=1}^5 (\mu_z)_{A_1' A_1} n_{A_1}^{(k)} t_k^{*'} t_k, \quad (5)$$

где $(\hat{\mu}_z)_{A_1' A_1} = \delta_{A_1' A_1} g_{A_1}^{(z)} (\mu_z)_{A_1' A_1}$ - оператор магнитного момента.

Табл. 4.1. Отдельные компоненты тензора $T_{A_1 A_2 A_3, A_4 A_5 A_6}$ для D_{1J} с $J_3 = 0$ и $J_2 = 1$, $N_{01} = 1/24\sqrt{5}$, $N_{03} = 1/2\sqrt{30}$.

Компоненты	D_{01}	D_{12}	D_{03}	D_{21}	$n_1^{(k)}$	$n_2^{(k)}$	$n_3^{(k)}$	$n_4^{(k)}$
t_1	$-4N_{01}$	$1/4 \ 3$	N_{03}	$1/12$	12	4	0	8
t_2	$5N_{01}$	0	0	$1/12$	16	16	8	8
t_3	$-N_{01}$	0	$-N_{03}$	$1/12$	16	16	8	8
t_4	$6N_{01}$	0	N_{03}	0	8	8	4	4
t_5	$-4N_{01}$	$-1/4 \ 3$	N_{03}	$1/12$	4	12	8	0

Из (5) и табл. 1, по аналогии с Q^3 -системами (N и $\Delta(1232)$), следуют соотношения для магнитных моментов переходов между состояниями D_{1J} [18]:

$$\langle D_{12}, J_2=1 | \hat{\mu}_z | D_{01}, J_2=1 \rangle = -4\sqrt{\frac{3}{5}} \mu(D_{01}), \quad (6)$$

$$\langle D_{12}, J_2=1 | \hat{\mu}_z | D_{12}, J_2=1 \rangle = \mu(D_{01}),$$

$$\langle D_{10}, J_2=0 | \hat{\mu}_z | D_{01}, J_2=0 \rangle = 5\mu(D_{01}),$$

$$\mu(D_{01}) = \langle D_{01}, J_z = 1 | \hat{\mu}_z | D_{01}, J_z = 1 \rangle = \mu_p + \mu_n = \mu_p / 3,$$

где μ_p - магнитный момент протона.

В разделе 4.3 изучен оператор электрического квадрупольного момента системы двух кварков. В приближении одноглюонного обмена этот оператор получен в двух моделях: нерелятивистской кварковой модели и в модели кварковых мешков для кварков в основном состоянии, находящихся в сферической полости [19, 20]. При этом в модели мешков использовано условие, что пропагаторы кварков и глюонов являются суммами возможных мод полей в сферической полости и должны быть функциями Грина соответствующих уравнений [20, 21]. Для кварков в основном состоянии показано, что оператор квадрупольного момента содержит произведение s- и p-волновых частей биспиноров кварков, движущихся в сферически симметричной полости.

В разделе 4.4 оператор квадрупольного момента $Q_{[A_1 A_2] [A'_1 A'_2]}$ используется для получения соотношений между матричными элементами квадрупольных переходов. В случае Q^6 -систем с $J_z = 1$ имеем [19, 20]

$$D_{[A'_1 A'_2 A'_3 A'_4 A'_5 A'_6]}^{*'} D_{[A_1 A_2 A_3 A_4 A_5 A_6]} Q_{[A_1 A_2] [A'_1 A'_2]} =$$

$$= \frac{512}{15} \left\{ 3(e_u - e_d)(t_5^{*'} t_5 - t_1^{*'} t_1) + (e_u + e_d) \cdot \right.$$

$$\left. \cdot [2t_3^{*'} t_3 + 7t_4^{*'} t_4 + 2t_2^{*'} (t_1 + t_5)] \right\}, \quad (7)$$

где e_u и e_d - электрические заряды u- и d-кварков. Из (7) и табл. 1 следуют соотношения [19, 20]

$$Q(D_{03}) = -3Q(D_{21}) = -\frac{60}{29}Q(D_{01}), \quad Q(D_{12}) = 0,$$

$$Q(\chi D_{01} \rightarrow D_{12}) = \frac{24\sqrt{15}}{29} Q(D_{01}), \quad (8)$$

$$Q(\chi D_{01} \rightarrow D_{03}) = \frac{18\sqrt{6}}{29} Q(D_{01}), \quad Q(\chi D_{01} \rightarrow D_{21}) = 0,$$

$$Q(\gamma D_{IJ} \rightarrow D_{I'J'}) = \langle D_{I'J'}, J_2=1 | \hat{Q}_{2z} | D_{IJ}, J_2=1 \rangle$$

В разделе 4.5 рассмотрены вклады шестикваркового состояния D_{12} в мультипольные амплитуды $\gamma d \rightarrow pn$ [22, 23]. В [22] введены ковариантные вершинные функции $\gamma d \rightarrow {}^4D_2$ и ${}^4D_2 \rightarrow pn$, где 4D_2 соответствует резонансу в 4D_2 -волне NN-рассеяния ($J^P = 2^+$, $I = 1$). Из этих формул следует, что магнитная дипольная амплитуда $M_1({}^4D_2)$ (электрическая квадрупольная $E_2({}^4D_2)$) в фоторасщеплении дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$ пропорциональна магнитному (электрическому квадрупольному) моменту перехода $\gamma d \rightarrow {}^4D_2$. Вклады дибариона 4D_2 в мультипольные амплитуды фоторасщепления дейтрона вычислены в [22, 23], предполагая, что 4D_2 совпадает с D_{12} , а $|d\rangle = \alpha |pn\rangle + \beta |D_{01}\rangle$. Амплитуды магнитных и квадрупольных моментов переходов $\gamma D_{01} \rightarrow D_{12}$ и $\gamma N \rightarrow \Delta(1232)$, величина $Q(D_{01})$ выражена в терминах отношения $E_{1+}^{\Delta} / M_{1+}^{\Delta}$ в $\gamma N \rightarrow N\pi$ и магнитного момента протона. Полученное таким способом отношение $E_2({}^4D_2) / M_1({}^4D_2)$ [22, 23] находится в противоречии с данными мультипольных анализов $\gamma d \rightarrow pn$.

В разделе 4.6 мультипольные амплитуды $\gamma d \rightarrow pn$ вычислены в более реалистическом предположении, что дибарионный резонанс 4D_2 является смесью D_{12} и $N\Delta$ [24]. Введем ортонормированные базисы для дейтрона и 4D_2 -дибариона:

$$|\psi_1\rangle = |D_{01}\rangle, \quad |\psi_2\rangle = (|D_{01}\rangle - 3|NN_{01}\rangle) / \sqrt{8},$$

(9)

$$|\varphi_1\rangle = |D_{12}\rangle, \quad |\varphi_2\rangle = \frac{2}{\sqrt{41}} \left[|D_{12}\rangle + 3\sqrt{\frac{5}{8}} (|N_{12}\rangle - |N\Delta_{12}\rangle) \right]$$

Массовая формула (2) позволяет получить для состояний из (9):

$$M(\psi_1) = 2m_N + 7B', \quad M(\psi_2) = 2m_N - 7B'/8,$$

(10)

$$M(\varphi_1) = M_{\Delta} + m_N + 6B', \quad M(\varphi_2) = M_{\Delta} + m_N - 24B'/41.$$

Отсюда следует, что для дейтрона $M(\psi_2)$ меньше $2m_N$ приблизительно на 40 МэВ, а для 4D_2 -дибариона $M(\varphi_2)$ меньше $m_N + M_{\Delta}$ приблизительно на 30 МэВ [24]. Для векторов состояний дейтрона и

4D_2 -дибариона предположено простое смешивание

$$|d\rangle = \delta|\Psi_1\rangle + \gamma|\Psi_2\rangle, \quad |{}^4D_2\rangle = \lambda|\Psi_1\rangle + \varepsilon|\Psi_2\rangle,$$

$$\delta^2 + \gamma^2 = 1, \quad \lambda^2 + \varepsilon^2 = 1. \quad (11)$$

Для отношений мультипольных амплитуд $\gamma d \rightarrow p\bar{n}$, соответствующих вкладу ${}^4D_2(2150)$, в [24] получены выражения, которые зависят от параметров смешивания в (11) и отношения $E_{J^{\Delta}}^{\Delta} / N_{J^{\Delta}}^{\Delta}$. Эти отношения могут быть согласованы с результатами мультипольных анализов $\gamma d \rightarrow p\bar{n}$ и $\gamma N \rightarrow N\pi$ при $\lambda^2 = 0,053$ (если $\delta/\gamma > 0$, $\lambda/\varepsilon < 0$) и при $0,009$ ($\delta/\gamma < 0$, $\lambda/\varepsilon > 0$) [24]. Таким образом, примесь чистых шестикварковых состояний в 4D_2 -дибарионе должна быть малой. Малым λ в (11) соответствуют также малые вероятности переходов ${}^4D_2(2150)$ -дибариона в Q^6 -систему по сравнению с вероятностью перехода в ND -систему.

В пятой главе исследуется фоторасщепление дейтрона $\gamma d \rightarrow p\bar{n}$, которое вследствие большого числа амплитуд и двух изотопических каналов может быть весьма удобным для поисков дибарионных резонансов [25 - 36]. Для этого необходим анализ множества поляризационных наблюдаемых. В фоторасщеплении дейтрона предсказания КХД могут проверяться не только в через определение параметров дибарионных резонансов (DR) но и путем проведения поляризационных исследований при высоких энергиях [37].

В разделе 5.1 введены наборы спиральных, мультипольных и ковариантных амплитуд $\gamma d \rightarrow p\bar{n}$ [25]. Для упрощения вычислений вместо 12 независимых ковариантных амплитуд предложены 14 амплитуд и получены два соотношения между ними [25]. Эти 14 амплитуд на первый взгляд являются независимыми. Появление псевдонезависимых ковариантных амплитуд (которые кажутся независимыми, но в действительности таковыми не являются) является типичным для процессов с участием частиц со спином больше 1/2. В связи с этим, в [26] предложен общий способ для установления соотношений между псевдонезависимыми амплитудами, который продемонстрирован на примере амплитуд фотовозбуждения на дейтроне дибарионов с произвольными спином и четностью.

В разделе 5.2 рассмотрены поляризационные явления, обусловленные поляризациями следующих пар частиц в $\gamma d \rightarrow p\bar{n}$: фотон и протон, фотон и дейтрон, протон и дейтрон [27, 28].

В разделе 5.3 проанализированы экспериментальные данные отно-

сительно дифференциальных сечений с неполяризованными частицами $(d\sigma/d\Omega)_0$, пучковой Σ -асимметрии, поляризации протона P и векторной T-асимметрии в области $E_\gamma = 160 - 400$ МэВ на основе двух вариантов теоретической модели [29, 30]. В одном варианте амплитуды определяются вкладами градиентно инвариантной полюсной модели (диаграммы а - с на рис. 2) и промежуточного $N\Delta$ -состояния (при учете вклада $\Delta(1323)$ в амплитуды фотообразования пионов на нуклонах), представленного диаграммой d на рис. 2.

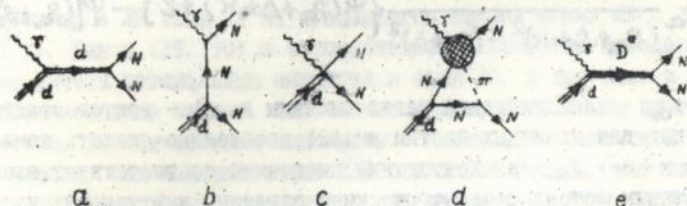


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана для фоторасщепления дейтрона.

Градиентная инвариантность амплитуд достигается при константах в вершинной функции dpr -взаимодействия и следующей из нее контактной диаграмме с на рис. 2 [25]. Структура дейтрона при этом учитывается феноменологически путем введения общего формфактора [29, 30]. При этом имеются два подгоночных параметра. Во втором варианте в дополнение к амплитудам первого варианта учтены вклады изовекторных ДР с $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$ (диаграмма е на рис. 2). Вклады ДР описываются в терминах мультипольных электрических $E_L^R(2S+1 e_J)$ и магнитных $M_L^R(2S+1 e_J)$ амплитуд (L - орбитальный момент дейтрона, S - спин NN -системы, e - орбитальный момент нуклона в с. д. м., J - полный угловой момент). Во второй модели к подгоночным параметрам первой модели добавляются фазы для каждого ДР и брейт-вигнеровские вычеты мультипольных амплитуд. В результате подгонки к данным относительно $(d\sigma/d\Omega)_0$, Σ , P, T (284 точки) в варианте без ДР (диаграммы а - d на рис. 2) получено $\chi^2/df = 58,82$, а в варианте с ДР (все диаграммы на рис. 2) достигнуто $\chi^2/df = 5,37$ при учете только статистических погрешностей [29, 30].

В разделе 5.4 получены градиентно инвариантные амплитуды $\gamma d \rightarrow p n$ с учетом структуры дейтрона [31, 32]. Поскольку dpr -вершинные функции зависят от импульсов заряженных частиц, то эта

зависимость приводит к специфическому вкладу в амплитуды фоторасщепления дейтрона, соответствующему контактной диаграмме, в дополнение к чисто полюсным диаграммам. Предполагая, что в общем случае зависимость формфакторов вершинной функции имеет вид $\varphi[(p_a + \Delta)^2 + e]$ (p_a - импульс заряженной частицы a , Δ - импульсы других частиц, e - скаляр), для амплитуды, соответствующей контактной диаграмме c на рис. 2 в [31, 32] получено:

$$\sum_a e_a \frac{2(\epsilon \cdot p_a + \Delta)}{(p_a + \Delta + k)^2 - (p_a + \Delta)^2} \left\{ \varphi[(p_a + \Delta + k)^2 + e] - \varphi[(p_a + \Delta)^2 + e] \right\}^{(12)}$$

где e_a - электрический заряд частицы a , ϵ - вектор поляризации фотона; для конечных частиц в (12) необходимо сделать замены $p_a + k \rightarrow p_a - k$. Контактная диаграмма соответствует взаимодействиям фотона с электрическими зарядами виртуальных частиц. Набор контактной диаграммы (c на рис. 2) и чисто полюсных диаграмм (a и b) дает ковариантные градиентно инвариантные амплитуды $d \rightarrow p$ с учетом структуры дейтрона, выраженной в терминах формфакторов d np-вершины. Эти формфакторы связаны с релятивистскими дейтронными волновыми функциями (ДВФ). Вычисления $(d\sigma/d\Omega)_0$ и Σ -асимметрии при низких энергиях показывают, что пренебрежение d -волновыми частями ДВФ Бака-Гросса и для парижского потенциала ухудшает описание этих наблюдаемых, а увеличение вероятности d -волны до 7% улучшает описание [31].

В разделе 5.5 с целью исследования роли ДР проанализированы наблюдаемые $(d\sigma/d\Omega)_0$, Σ , P , T в области E_γ от 250 до 600 МэВ [32, 33]. Снова рассмотрены два варианта модели: без ДР (диаграммы $a - d$ на рис. 2) и с ДР (все диаграммы на рис. 2). Диаграммы $a - c$ соответствуют амплитудам, приведенным в разделе 5.4 и не содержат подгоночных параметров. Диаграмма c соответствует фотообразованию пионов на одном нуклоне с поглощением его другим нуклоном. Для амплитуд фотообразования заряженных и нейтральных пионов использованы результаты парциально волнового анализа Мурхауза-Оберлека-Ренкина. В этой части амплитуд фоторасщепления дейтрона имеется один подгоночный параметр, связанный с обрезанием в интеграле для петлевой диаграммы d на рис. 2. Было исследовано влияние изовекторных и изоскалярных ДР на $(d\sigma/d\Omega)_0$, Σ , P , T . Изучение вклада изоскалярных ДР является важным по той причине, что ΔN -система (которая должна давать

наибольший вклад по сравнению с другими NN^* -системами и также может давать резонансно-подобное поведение парциальных амплитуд $d\sigma/d\Omega \rightarrow pp$) не может возбуждаться изоскалярными фотонами. В [32, 33] учитывались изоскалярные ДР со следующими значениями спина и четности: $J^P = 1^+, 3^+, 3^-$. Были рассмотрены такие наборы ДР: а) изовекторные ДР с $I(J^P) = 1(0^+), 1(1^-), 1(2^+), 1(3^-)$; б) эти ДР вместе с вкладами изоскалярных ДР; в) изовекторные ДР с $J^P = 2^+, 2^-, 3^-$; г) эти ДР вместе с изоскалярными ДР; д) набор из 9 ДР; изовекторных с $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 2^-, 3^-, 4^+$ и изоскалярных ДР; е) набор из 8 ДР (все ДР из предыдущего набора кроме ДР с $I(J^P) = 1(2^-)$). Как и [29, 30] в фоторасщеплении дейтрона определялись только вычеты парциальных амплитуд и фазы ДР, а для масс и ширины ДР использовались данные, полученные при исследованиях других процессов. Все вычисления выполнены с двумя ДВФ: парижской и Бака-Гросса. При использовании ДВФ парижской группы, как правило, достигается лучшее согласие с экспериментом. Были получены следующие результаты: 1) учет ДР улучшает согласие с экспериментальными данными; 2) χ^2/df существенно зависит от вариантов наборов ДР и слабо зависит от выбора используемой ДВФ; 3) учет изоскалярных ДР в дополнение к изовекторным ДР понижает χ^2/df примерно в 4 - 5 раз; 4) минимальное значение χ^2/df достигается в модели с 9 ДР [32, 33]. В процессе подгонки к данным относительно $(d\sigma/d\Omega)_0, \Sigma, P, T$ (544 точки), при парижской ДВФ, достигнуты следующие минимальные χ^2/df : 224,4 в модели без ДВФ и 3,07 в модели с 9 ДР. После отбрасывания из массива в 544 точки 10 точек, в каждой из которых $\chi^2 > 10$, в модели с 9 ДР было получено решение с $\chi^2/df = 1,74$ [32]. Качество описания экспериментальных данных относительно $(d\sigma/d\Omega)_b, \Sigma(90^\circ), P(90^\circ)$ и T-асимметрии в моделях с 9 ДР (при $\chi^2/df = 1,74$) и без ДР [32 - 34] продемонстрировано на рис 3 - 5. Для T-асимметрии использовано обозначение $T = (\sigma_{+1} - \sigma_{-1}) / (\sigma_{+1} + \sigma_0 + \sigma_{-1})$; где $\sigma_{\pm 1, 0}$ соответствуют проекции спина дейтрона на ось Y $\pm 1, 0$.

В разделе 5.6 представлены вычисления различных поляризованных наблюдаемых, выполненные в модели с ДР ($\chi^2/df = 1,74$) и без ДР [32 - 37]. В [32 - 36] вычислены наблюдаемые, соответствующие линейно поляризованному фотону и поляризованному протону. В [37] вычислены наблюдаемые соответствующие линейно поляризованному фотону и векторно поляризованному дейтрону, а также наблюдаемая, соответствующая тензорной поляризации дейтрона. В [35] приведены энергетические и угловые зависимости двойных

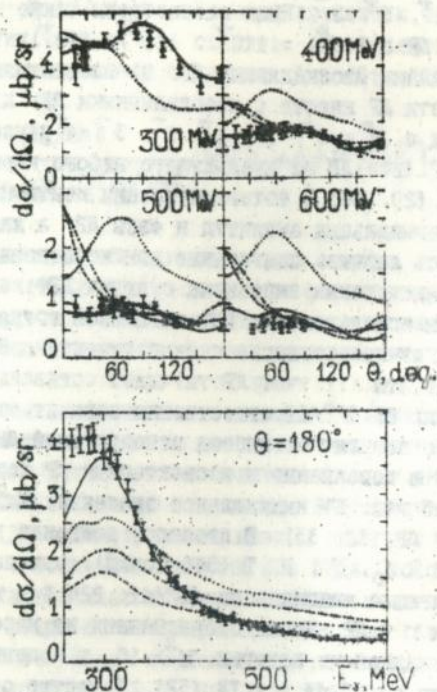


Рис 3. Сравнение вычисленных угловых зависимостей $d\sigma/d\Omega$ (в тексте $(d\sigma/d\Omega)_\theta$) и энергетической зависимости $d\sigma/d\Omega$ при $\theta = 180^\circ$ (θ - угол между импульсами фотона и протона в с. с. м.) с экспериментальными данными. Точечные кривые соответствуют модели без ДР (диаграммы а - д на рис. 2), сплошные - модели с ДР (все диаграммы на рис. 2), штрих-пунктирные - модели Икеды и ДР., включающей ДР с $I(J^P) = 1(3^-)$, $0(1^+)$, штриховые с двумя точками - модели Икеды и ДР., включающей ДР с $I(J^P) = 1(3^-)$, $0(3^+)$.

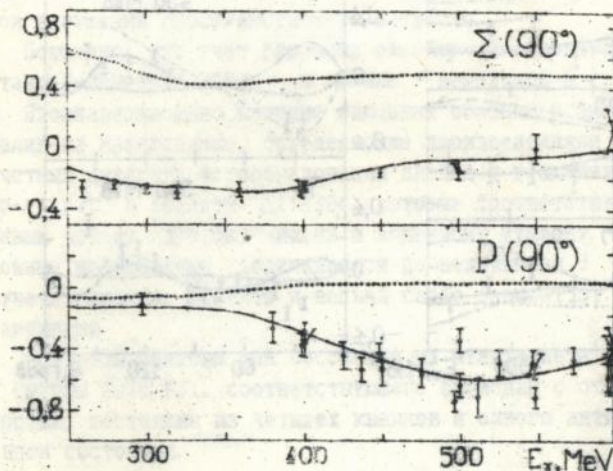


Рис 4. Энергетические зависимости $\Sigma(90^\circ)$, $P(90^\circ)$.
Обозначения кривых такие же, как и на рис. 3.

поляризационных наблюдаемых, соответствующих различным поляризациям фотона и протона в $\gamma d \rightarrow p n$.

В разделе 5.7 предложено проведение поляризационных исследований $\gamma d \rightarrow p n$ в области скейлингового поведения сечений [7] с целью выяснения вопроса о кварковых или адронных аспектах реакции. Поскольку из пертурбативной КХД следует сохранение адронной спиральности в этой области энергий, которому удовлетворяют четыре амплитуды из 12, то между наблюдаемыми в $\gamma d \rightarrow p n$ должны быть определенные соотношения. Например, в кварковой картине Σ -асимметрия должна намного превосходить величины P и T . Показано, что такие соотношения между наблюдаемыми справедливы для многих бинарных реакций взаимодействий фотонов.

В Приложении А рассмотрены различные наборы амплитуд фото- и электрообразования пионов на нуклонах и обсуждены сечения электрообразования пионов на нуклонах.

В Приложении Б приведены инвариантные и мультипольные амплитуды перехода $\gamma N \rightarrow \Delta(1232)$, введены моменты электромагнитных переходов и получены связи электромагнитных моментов с мульти-

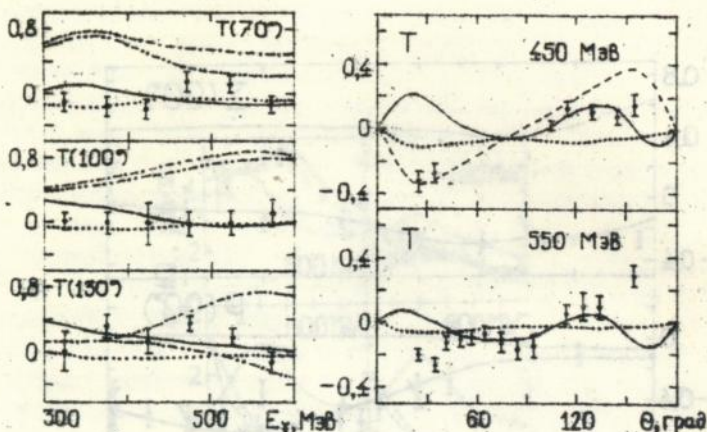


Рис. 5. Энергетические (слева) и угловые (справа) зависимости T -асимметрии [32, 33]. Штриховая кривая - результат Хунке. Обозначения остальных кривых такие же как и на рис. 3.

полными амплитудами.

В Приложении В рассмотрены формфакторы n -кварковых систем, вычисленные в осцилляторном потенциале.

В Заключение сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

3. СВОДКА ОСНОВНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Показано, что сверхскользящиеся правила сумм позволяют получать соотношения между мультипольными амплитудами фото- и электровозбуждения нуклонных резонансов.

2. Предложена вершинная функция $\gamma^* N \rightarrow \Delta(1232)$ -перехода, которая приводит к отношениям мультипольных амплитуд близким к экспериментальным данным.

3. Получены дисперсионные соотношения для мультипольных амплитуд соответствующих нарушению пространственной четности в фотообразовании пионов на нуклонах.

4. В модели кварковых мешков и релятивистской кварковой модели вычислены амплитуды $\gamma N \Delta$ - и $\pi N \Delta$ - взаимодействий с учетом нарушения пространственной четности.

5. Показано, что учет глюонных обменов увеличивает величины констант P-нечетных $\gamma N \Delta$ - и $\pi N \Delta$ - переходов в 2 - 3 раза.

6. Проанализировано влияние глюонных обменов и аксиальной аномалии на наблюдаемые, определяемые произведениями P-четных и P-нечетных амплитуд фотообразования пионов в реакциях $\gamma p \rightarrow p \pi^+$ и $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ в области $\Delta(1232)$, которые соответствуют поляризованному фотону, протону-мишени и конечному нуклону. Эти поляризационные наблюдаемые увеличиваются по величине в 3 - 4 раза при учете глюонных обменов и весьма слабо зависят от аксиальной аномалии.

7. Получены тензоры для состояний из мультиплетта размерности 1134 группы SU(6, FJ), соответствующего барионам с отрицательной четностью, состоящим из четырех кварков и одного антикварка в основном состоянии.

8. С целью устранения противоречия между предсказаниями кварковых моделей для масс $Q^4 \bar{Q}$ - систем с изоспином 5/2 и экзотических барионов, наблюдаемых на опыте, предложено расширение базиса экзотических барионов, которые должны быть суперпозициями $Q^4 \bar{Q}$ - и адронных систем. Показано, что использование такого базиса для экзотических барионов с изоспином 5/2 улучшает согласие с экспериментальными данными, в частности, позволяет получить массы экзотических барионов близкие к экспериментальным. Предсказывается возможное существование стабильных экзотических барионов со странностью $S = -4$, изоспином 1/2 и спин-четностью $J^P = 3/2$.

9. Получены тензоры для систем, состоящих из шести кварков в основном состоянии. Эти тензоры использованы для суммирования по переменным четырех и пяти кварков в цветовом, ароматном и спиновом пространствах, что позволяет вычислять матричные элементы операторов, действующих на переменные двух и одного кварков, соответственно.

10. Найдены соотношения между магнитными моментами переходов между состояниями шестикварковых систем.

11. Построен оператор электрического квадрупольного момента двухкварковой системы и в модели сферического мешка показано, что этот оператор появляется даже для кварков в основном состоя-

нии, вследствие релятивистского движения кварков. С помощью этого оператора получены соотношения между квадрупольными моментами переходов в трех- и шестикварковых системах.

12. Отношения мультипольных амплитуд фотовозбуждения тензорного изовекторного дибарионного резонанса ${}^4D_2(2150)$ в $\gamma d \rightarrow \gamma p$ выражены через отношение мультипольных амплитуд фотовозбуждения $\Delta(1232)$ в $\gamma n \rightarrow \gamma p$.

13. Показано, что для согласования отношений этих мультипольных амплитуд с данными мультипольных анализов в модели с расширенными базисами для дейтрона и ${}^4D_2(2150)$ -дибариона (с учетом Q^6 и адронных состояний) следует предположить малую примесь чистого шестикваркового состояния в ${}^4D_2(2150)$.

14. Предложен удобный для вычислений наблюдаемых набор инвариантных амплитуд фоторасщепления дейтрона и получены выражения для 33 наблюдаемых в $\gamma d \rightarrow \gamma p$.

15. Дифференциальные сечения, Σ -асимметрия для линейно поляризованного фотона, поляризация протона P и T-асимметрия для векторно-поляризованного дейтрона в области $E_\gamma = 160 - 400$ МэВ проанализированы в ковариантной градиентно инвариантной модели с учетом и без учета дибарионных резонансов.

16. Получены ковариантные градиентно инвариантные амплитуды $\gamma d \rightarrow \gamma p$ с учетом структуры дейтрона, которые могут быть выражены в терминах дейтронных волновых функций.

17. Предложена ковариантная модель фоторасщепления дейтрона, основанная на градиентно инвариантном полюсном механизме при дейтронных волновых функциях двух типов и вкладе амплитуд фотообразования пионов на нуклонах, являющихся результатом частично волнового анализа. Найдено, что учет дибарионных резонансов улучшает согласие с экспериментальными данными относительно дифференциальных сечений, Σ , P, T при $E_\gamma = 250 - 600$ МэВ.

4. ПУБЛИКАЦИИ

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Кулин Ю. В. Сверхсходящиеся правила сумм для электрообразования π -мезонов на нуклонах. - Харьков, 1977. - Препринт ХФТИ, - № 77 - 54. - 16 С.
2. Кулин Ю. В., Рекало Н. П. Сверхсходящиеся правила сумм и мультипольный анализ фотообразования пионов на нуклонах // ЯФ. - 1976. - Т. 24, № 1. - С. 141 - 144.

3. Кулиш Ю. В. Модель взаимодействия адронов без степенных расходимостей и поляризационные явления // ЯФ. - 1976. - Т. 50, Н. 5. - С. 1697 - 1704.
4. Kulish Yu. V. Polarization investigations and verification of the high-spin hadron model without power divergences. - High Energy Spin Physics. Proc. of the 9th Int. Symp. Held at Bonn, FRG, 6 - 15 September 1990, Berlin, Heidelberg, New York, Springer - Verlag, V. 1, P. 600 - 603.
5. Кулиш Ю. В. Квадрупольные амплитуды электромагнитного возбуждения Δ -изобары на нуклоне // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент). - 1989. - вып. 1(1). - С. 55 - 68.
6. Бараник В. П., Кулиш Ю. В. Физика нуклонных резонансов и фотообразование пионов $\mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}\pi$ // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент). - 1989. - вып. 1(1). - С. 35 - 54.
7. Кулиш Ю. В. Следствия квантовой хромодинамики для фотообразования пионов и фоторасщепления дейтрона // ВФЖ. - 1992. - Т. 37, Н. 9. - С. 1301 - 1308.
8. Кулиш Ю. В. Дисперсионные соотношения для P-нечетных мультипольных амплитуд процесса $\mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}\pi$ // ЯФ. - 1979. - Т. 30, Н. 2. - С. 445 - 456.
9. Кулиш Ю. В. Квантовая хромодинамика и P-нечетные эффекты в $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{U}\pi$ и $\mathcal{U}\pi \rightarrow \mathcal{U}\pi$ // ВФЖ. - 1979. - Т. 24, Н. 8. - С. 1115 - 1121.
10. Кулиш Ю. В. Аксиальная аномалия, вклад глюонных поправок в P-нечетные константы взаимодействий Δ -изобары и эффекты нарушения четности в реакции $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{N}\pi$ // ВФЖ. - 1989. - Т. 34, Н. 8. - С. 1136 - 1143.
11. Кулиш Ю. В. Квантовая хромодинамика и эффекты нарушения четности в фотообразовании пионов в области Δ -изобары // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования. (Теория и эксперимент). - 1991. - вып. 2(20). - С. 98 - 101.
12. Kulish Yu. V. Sensitivity of P-odd polarization observables in $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{N}\pi$ to axial anomaly and gluon corrections to isobar couplings. - American Institute of Physics. Conference Proceedings. Series 37. High Energy Spin Physics. Eighth International Symposium, Minneapolis, MN., 1988, Ed. Kenneth J. Heller, N. Y., 1989, V. 1, P. 493 - 500.

13. Кулиш Ю. В. Экзотические барионы. 1. Тензоры $4\overline{00}$ -систем// ВФЖ. - 1986. - Т. 31, Н. 3. - С. 325 - 330.
14. Кулиш Ю. В. Экзотические барионы. 2. Массовые формулы// ВФЖ. - 1986. - Т. 31, Н. 4. - С. 485 - 490.
15. Кулиш Ю. В. Свойства барионов с изоспином $5/2$ // ЯФ. - 1986. - Т. 43, Н. 1. - С. 179 - 185.
16. Кулиш Ю. В. Массы и ширины экзотических барионов с отрицательной четность. - 8 Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. Дубна, 19 - 24 июня 1986, ОИЯИ, 1987, Т. 2, С. 114 - 118.
17. Кулиш Ю. В. Радиационные распады экзотических барионов со спином $3/2$ / Вопросы атомной науки и техники. Серия: Общая и ядерная физика. - 1987. - вып. 2(38). - С. 24 - 25.
18. Кулиш Ю. В. Константы взаимодействий дибарионов с фотонами, пионами и барионами в $SU(4)_W$ - симметрии// ЯФ. - 1979. - Т. 30, Н. 5. - С. 1412 - 1419.
19. Кулиш Ю. В. Соотношения между квадрупольными моментами дибарионов. - Харьков, 1982. - Препринт ХФТИ. - Н 82 - 45. - 16 С.
20. Кулиш Ю. В. Соотношения между магнитными и квадрупольными моментами многокварковых систем// ЯФ. - 1984. - Т. 39, Н. 2. - С. 305 - 315.
21. Кулиш Ю. В. Пропагаторы кварков и глюонов в модели сферических мешков// ВФЖ. - 1983. - Т. 28, Н. 12. - С. 1780 - 1786.
22. Кулиш Ю. В. Кварковая структура дейтрона и возбуждение дибарионов в реакции $\gamma d \rightarrow pp$ // ВФЖ. - 1984. - Т. 29, Н. 11. - С. 1613 - 1620.
23. Баранник В. П., Кулиш Ю. В. Кварковая структура дейтрона, фотовозбуждение дибарионов и поляризационные явления. - Тр. Симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", Ленинград, 23 - 25 апреля 1984, ЛЯФ, 1984, С. 337 - 343.
24. Кулиш Ю. В. Кварковая структура тензорного изовекторного дибариона и мультипольные амплитуды $\gamma d \rightarrow pp$. - Тр. 3 Международного симпозиума "Пион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия", Гатчина, 17 - 22 апреля 1989, ЛЯФ, 1989, Т. 2, С. 206 - 210.
25. Баранник В. П., Кулиш Ю. В. Ковариантный подход к фоторасщеплению дейтрона и градиентная инвариантность// ВФЖ. - 1982. -

- Т. 27, Н. 12. - С. 1774 - 1781.
26. Кулиш Ю. В. Проявления дибарионных резонансов в реакции $\gamma d \rightarrow pn$ и устранение псевдонезависимых амплитуд // УФЖ. - 1980. - Т. 25, Н. 3. - С. 476 - 484.
 27. Кулиш Ю. В. Поляризационные явления в реакции $\gamma d \rightarrow pn$ и дибарионные резонансы // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Общая и ядерная физика. - 1979. - вып. 4(10). - С. 66- 69.
 28. Баранник В. П., Кулиш Ю. В. Поляризационные эффекты в фоторасщеплении дейтрона при энергии фотона до 120 МэВ // Проблемы ядерной физики и космических лучей. - ХГУ. Биша школа. Харьков, 1986. - вып. 26. - С. 15 - 25.
 29. Баранник В. П., Кулиш Ю. В. Дибарионные резонансы и описание поляризационных явлений в фоторасщеплении дейтрона при энергии фотона до 400 МэВ // УФЖ. - 1985. - Т. 30, Н. 8. - С. 1146 - 1153.
 30. Proton polarization in deuteron disintegration by linearly polarized photons and dibaryon resonances/ V. P. Barannik, A. S. Bratashevskij, V. G. Gorbenko et al. // Nucl. Phys. A. - 1986. - V. 451, N. 4. - P. 751 - 767.
 31. Баранник В. П., Кулиш Ю. В. Структура дейтрона и градиентная инвариантность амплитуд фоторасщепления дейтрона в ковариантном подходе // УФЖ. - 1987. - Т. 32, Н. 7. - С. 978 - 985.
 32. Баранник В. П., Кулиш Ю. В. Ковариантный подход в фоторасщеплении дейтрона и дибарионные резонансы // ЯФ. - 1988. - Т. 47, Н. 6. - С. 1580 - 1592.
 33. Polarization observables Σ , P_y , T_1 in the reaction $\gamma d \rightarrow pn$ at photon energies between 200 and 600 MeV/ V. E. Ganenko, V. A. Gushchin, Yu. V. Zhebrovskij et al. // Z. Phys. A. - Hadrons and Nuclei. - 1992, V: 341, N. 3. - P. 205 - 216.
 34. Рекало Н. П., Гах Г. И., Кулиш Ю. В., Рекало А. П. Дибарионные резонансы в фото- и электрорасщеплении дейтрона. - ОБЗОР. - М.: ЦНИИ- атоминформ, 1989. - 68 С.
 35. Баранник В. П., Кулиш Ю. В. Поляризационные явления в фоторасщеплении дейтрона и дибарионные резонансы // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно- физические исследования. (Теория и эксперимент). - 1989. - вып. 1(1). - С. 13 - 34.
 36. Barannik V. P., Kulish Yu. V. Dibaryon resonances and description of polarization observables in $\gamma d \rightarrow pn$ at energies below 600 Mev. - See ref. [12], P. 702 - 707.
 37. Kulish Yu. V. Effects of deuteron polarizations in $\gamma d \rightarrow pn$ and dibaryon resonances. - See ref. [4], P. 558 - 561.

АВ 30.591
АВ 30.591

Подписано в печать 15.07.94. Формат 60x84/16. Офсетн.печать
Усл.п.л. 2,0. Уч.-над.л. 2,0. Тираж 100. Заказ 158.

Харьков-108, роталпринт ИИЦ ХФТИ