

На правах рукописи

ФИКС Александр Иванович

Фоторождение и рассеяние псевдоскалярных мезонов на легких ядрах в резонансной области

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Томск-2006

Работа выполнена на кафедре Высшей математики и математической физики Томского политехнического университета.

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор
Трясучев Владимир Андреевич, профессор кафедры
прикладной физики Томского политехнического университета

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Фильков Лев Васильевич, заместитель директора отделения
ядерной физики и астрофизики ФИ РАН, г. Москва

доктор физико-математических наук, профессор
Стибунов Виктор Николаевич, заведующий лабораторией НИИ
ядерной физики при Томском политехническом университете

доктор физико-математических наук, профессор
Бордовицын Владимир Александрович, профессор кафедры
теоретической физики Томского госуниверситета

Ведущая организация: Объединенный институт ядерных исследований,
г. Дубна

Защита состоится «2» марта 2006 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета Д 212.267.07 в Томском государственном университете по адресу: 634034 Томск, пр. Ленина, д. 36.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета.

Автореферат разослан «25» января 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.267.07
доктор физ.-мат. наук, профессор

И.В. Ивонин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Квантовая хромодинамика, в настоящее время успешно зарекомендовавшая себя в качестве основной полевой теории сильного взаимодействия, допускает количественное описание адронных процессов лишь в области высоких энергий (порядка сотен ГэВ), определяемой условием асимптотической свободы кварков. С уменьшением энергии возникают принципиальные проблемы, связанные с ростом константы сильного взаимодействия. Как следствие, пертурбативное разложение, являющееся основным методом анализа и расчетов в рамках полевой теории, теряет смысл. В связи с этим важнейшим методом исследования физики адронов в низкоэнергетической области остаются феноменологические модели, использующие аппарат общей теории рассеяния в сочетании с элементами релятивистской квантовой теории поля, алгебры токов и т.п.

Основой отмеченных моделей является формальное описание явлений сильного взаимодействия в непертурбативной области с помощью так называемых эффективных степеней свободы. Как правило, в рассмотрение включаются нуклонные, мезонные и изобарные степени свободы. Большое значение для эффективных моделей имеет вопрос о том, насколько аккуратным, с точки зрения гипотетически строгой теории, может быть подобное описание и каково граничное значение энергии, выше которой необходим точный учет кварк-глюонных степеней свободы. Несмотря на то, что однозначного ответа на этот вопрос, по-видимому, не существует, можно ожидать, что исследование электромагнитных процессов с участием малонуклонных систем позволит внести большую определенность в общую картину взаимодействия адронов при низких энергиях.

Прежде всего, использование в качестве мишеней легчайших ядер позволяет широко применять развитые в настоящее время методы точного решения малочастичных (как правило, трех- и четырехчастичных) задач. По этой причине исследование динамики соответствующих реакций не требует привлечения плохо контролируемых приближений, которые, как правило, оказываются неизбежными в случае более тяжелых ядер. Как следствие, малонуклонные задачи могут быть решены на высоком количественном уровне, что позволяет выделять такие тонкие эффекты, как вклад трехчастичных сил в динамику ядер, определение малых вкладов в амплитуды рассеяния мезонов на дейтронах и трехнуклонных ядерных изотопах и т.д. Кроме этого, элек-

ромагнитное взаимодействие является, с одной стороны, хорошо изученным, а с другой стороны, его относительная слабость допускает сравнительно простое описание процессов с участием фотонов в рамках матричных элементов операторов электромагнитного заряда и тока.

Использование феноменологических теорий дает большое преимущество в том, что достаточно сложные с точки зрения кварковых моделей процессы могут быть описаны с использованием относительно простых вершинных функций, эффективно содержащих информацию о внутренней структуре адронов. Более того, можно предположить, что такой подход должен быть оправдан в тех случаях, когда детали кварковой структуры адронов непосредственно не проявляются в исследуемом явлении, и сами адроны выступают в первом приближении в виде точечных объектов. В то же время, в отсутствие строгой теоретической базы большое значение в качестве инструмента теории приобретает анализ экспериментальных данных, целью которого является не предсказание физических явлений, а, в большей степени, объяснение получаемых в опыте результатов. Очевидно, что качественный анализ подобного рода требует построения моделей, свободных от неопределенностей, обусловленных большим количеством подгоночных параметров, либо связанных с учетом сложных эффектов, таких, например, как взаимодействие в конечном состоянии. Отмеченный факт является, вероятно, главной причиной того, что, несмотря на накопленное к настоящему времени большое число экспериментальных данных, качество их теоретического описания, а соответственно, и понимание природы взаимодействия адронов в области низких энергий, остается пока на довольно невысоком уровне. В частности, слабо изученным остается достаточно большой феноменологический материал, полученный в ходе экспериментальных исследований электромагнитного, а также адронного рождения мезонов на нуклонах и легчайших ядрах в области энергий до 1-2 ГэВ.

Перечислим некоторые наиболее актуальные проблемы физики адронов в области низких энергий.

1. Проблема взаимодействия мезонов с нуклонными системами и связанная с ней задача описания поведения барионных резонансов в ядерной среде. Практически все существующие сегодня модели мезон-ядерного взаимодействия основаны на концепции так называемого оптического потенциала, которая позволяет свести сложную многочастичную задачу к простой задаче о рассеянии мезона на эффективном потенциале. Практическая реализация оптической модели довольно хорошо разработана для пион-ядерных и, в меньшей степени, для каон-ядерных явлений. Однако в большинстве современных

работ взаимодействие η -мезонов с ядрами также анализируется на основе оптического потенциала, который строится по образцу пион-ядерного потенциала. Такой подход не может считаться оправданным, в первую очередь, потому, что взаимодействие η -мезона с нуклоном, имеющее преимущественно резонансный характер, качественно отличается от пион-нуклонного взаимодействия, являющегося очень слабым в области низких энергий. Поэтому анализ η -ядерного взаимодействия требует качественно нового подхода.

2. Возможность образования связанных состояний мезонов с малонуклонными системами на основе сильного мезон-нуклонного взаимодействия. Здесь следует прежде всего отметить вопрос о существовании связанных η -ядерных состояний, поиск которых интенсивно ведется в течение последних десяти лет. Необходимо, однако, упомянуть, что привлекательность самой идеи η -ядер, с одной стороны, и кажущаяся простота теоретического описания, с другой, породили большое число работ, в которых свойства этих гипотетических объектов исследуются на основе достаточно примитивных моделей. Как правило, используемые подходы не учитывают ни особенностей динамики ηN взаимодействия, ни особенностей, связанных с переходом к составным нуклонным системам – ядрам. Одним из следствий такой ситуации является полное несоответствие теоретических и экспериментальных результатов в этой области. В частности, не получило экспериментального подтверждения существование «тяжелых» η -ядер с массовым числом $A > 12$. В то же время, предположительно наблюдаемое в эксперименте по фоторождению η -мезонов на ${}^3\text{He}$ образование η -ядер не находит объяснения в рамках существующих реалистических моделей.

Помимо η -мезонов, значительное притяжение предсказывается также для некоторых тяжелых чармированных мезонов, например, η_c . В последнем случае особенностью взаимодействия является возможность одноглюонного обмена между кварками, входящими в состав мезона и нуклона. Его следствием оказывается возникновение интенсивного, но, в то же время, сильно короткодействующего, по сравнению с нуклон-нуклонным взаимодействием, притягивающего потенциала. Естественным является вопрос о существовании связанных состояний этих мезонов с ядрами и возможности их экспериментального исследования.

3. Двойное фоторождение пионов и проблема скрытых резонансов. Ввиду относительной простоты создания пионных пучков, наиболее распространенным процессом, в котором изучается структура нуклона, было и остается πN рассеяние. В частности, мультипольные анализы процессов с участием пионов, проведенные различными группами, по-прежнему являются основ-

ным источником сведений о нуклонных резонансах. Тем не менее, множество кварковых моделей с нарушенной $U(6) \otimes O(3)$ симметрией предсказывают существование возбужденных нуклонных состояний, до сих пор не наблюдавшихся в экспериментах по πN рассеянию. Наиболее вероятная причина, предположительно, заключается в том, что эффект смешивания состояний, вызванный нарушением основной симметрии, приводит к тому, что скрытые резонансы оказываются слабо связанными с однопионными каналами и с существенно большей вероятностью распадаются в $\pi\pi N$ канал. По этой причине, именно исследование реакций рождения двух (и, вообще говоря, большего числа) пионов должно дать необходимую информацию о динамике скрытых резонансов.

4. Связь статических электромагнитных свойств нуклонов и ядер с их спектром. Элегантным математическим решением этого вопроса является правило сумм, полученное Герасимовым, а также Дреллом и Херном. Правило непосредственно связывает аномальный магнитный момент частицы с интегралом по энергии, содержащим разность сечений поглощения фотонов, поляризованных по направлению и против направления спина частицы. Формула правила сумм получена на основе фундаментальных принципов физики частиц (аналитичности амплитуды комптоновского рассеяния, кроссинг-симметрии и др.). Одним из его постулатов, нуждающимся в подтверждении, является существование самого интеграла. Проверка этого факта может быть осуществлена, по-видимому, лишь путем непосредственного интегрирования поляризованного сечения. Данная задача представляет значительную трудность как в экспериментальном плане (требует проведения измерений с поляризованным пучком на поляризованной мишени), так и с точки зрения теории, требующей вычисления сечений всех возможных процессов, связанных с поглощением фотонов на данном типе мишени. Расчеты, проведенные для дейтрона, показывают, что вклады наиболее простых каналов фотодезинтеграции дейтрона и однократного фоторождения нейтральных пионов достигают насыщения уже в области энергий фотонов меньше 0.8 ГэВ. Неисследованной при этом остается роль фотообразования заряженных π -мезонов во второй резонансной области а также множественного рождения пионов, которое оказывается интенсивным в области энергий фотонов выше 0.6 ГэВ.

Таким образом, **актуальность темы работы** определяется следующим рядом обстоятельств. Во-первых, динамические особенности ηN системы свидетельствуют о том, что для исследования взаимодействия медленных η -мезонов с малонуклонными ядрами должны использоваться теоретические методы, принципиально отличные от подходов, распространенных в пион-

ядерной физике. Во-вторых, сложившаяся сегодня ситуация в области теоретического изучения и экспериментального поиска связанных η -ядерных систем требует детального исследования лежащего в их основе взаимодействия. Последнее предполагает построение моделей, свободных от плохо обоснованных приближений. Такие модели, с одной стороны, смогли бы объяснить полученные опытные результаты, а с другой стороны, позволили бы определить статус и направление поиска этих объектов. В-третьих, наличие точных теорий, описывающих динамику трех и большего числа частиц, требует развития практических методов, позволяющих адаптировать эти теории к реальным физическим задачам рассеяния, а также образования частиц на ядрах. В-четвертых, большое количество экспериментальных данных по образованию η -мезонов в системах с малым числом нуклонов пока не находит удовлетворительного описания в рамках существующих моделей и, таким образом, требует критического анализа используемых приближений и проведения более объективных теоретических исследований этих явлений.

Цели диссертационной работы

Ключевые цели работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Проведение анализа процессов фоторождения псевдоскалярных мезонов на дейтроне в резонансной области энергий.
2. Разработка практического метода, допускающего использование аппарата задачи трех и четырех тел для исследования процессов рассеяния и образования η -мезонов на легчайших ядрах.
3. Исследование динамических особенностей взаимодействия η -мезонов с системами двух и трех нуклонов, а также проявления этого взаимодействия в реакциях образования η -мезонов на легких ядрах.

Научная новизна

1. Впервые проведено совместное исследование процессов фоторождения псевдоскалярных мезонов на дейтронах в первой и второй резонансной областях. Исследована роль взаимодействия в конечном состоянии этих реакций. Вычислен вклад фоторождения мезонов в правило сумм Герасимова-Дрелла-Херна (ГДХ) на дейтроне.
2. Разработан практический метод решения задач, связанных с взаимодействием η -мезонов с двух- и трехнуклонными системами.

3. Впервые исследована аналитическая структура амплитуды рассеяния в системе ηNN и определено положение ее полюсов на римановой поверхности энергии.
4. Определен статус пертурбативных приближений, используемых в физике η -мезонов и легких ядер, изучены причины ограниченности области их применения.
5. Проведен всесторонний анализ процессов фоторождения η -мезонов на дейтроне, а также образования η -мезонов в NN столкновениях вблизи порога. Объяснены причины аномального поведения сечений этих реакций в околопороговой области.
6. Решена задача взаимодействия η -мезонов с трехнуклонными ядрами в области энергий до первого неупругого порога, исследована возможность образования связанных состояний в $\eta - 3N$ системах.
7. Проведен анализ оптической модели в применении к η -ядерным явлениям на примере взаимодействия η -мезонов с ядром ${}^3\text{He}$ и объяснены причины ее несостоятельности. Проанализированы экспериментальные данные для фоторождения η -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$.

Практическая ценность работы определяется возможностью применения созданного аппарата для исследования взаимодействия псевдоскалярных мезонов с малонуклонными системами. Наиболее перспективной в этой связи представляется возможность теоретического изучения образования связанных состояний тяжелых чармированных мезонов $\eta_c(2980)$ с двух- и трехнуклонными ядрами, экспериментальное изучение которых планируется на ускорителе GSI (Дармштадт, Германия). Быстро развивающаяся в настоящее время экспериментальная инфраструктура позволяет рассматривать полученные результаты как теоретическую основу исследования барионных резонансов посредством измерения поляризационных наблюдаемых в одиночном и двойном фоторождении пионов на нуклонах и дейтроне. В частности, развитая модель уже используется при анализе первых результатов для пучковой асимметрии в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$, а также при анализе результатов ГДХ эксперимента на дейтроне, проведенного на синхротроне MAMI (Майнц, Германия). Помимо этого, материалы диссертации могут найти применение в работах, ведущихся по сходной тематике на кафедре теоретической физики Московского госуниверситета, кафедре квантовой теории поля Томского госуниверситета, в Томском научно-исследовательском институте ядерной физики и других вузах и научно-исследовательских институтах страны.

Защищаемые положения

1. Фотовозбуждение резонанса $S_{11}(1535)$, доминирующего в реакциях фоторождения η -мезонов, имеет преимущественно изовекторный характер. Отношение изоскалярной части амплитуды к изовекторной части составляет $\alpha=0.09$, в качественном соответствии с предсказанием кварковых моделей.
2. Вследствие сравнительно сильного притяжения в системе ηN , исследование взаимодействия η с малонуклонными системами должно осуществляться на основе точного решения соответствующих динамических уравнений. Приближения, в которых данная задача решается методами теории возмущений, оказываются несостоятельными.
3. Интенсивность ηN взаимодействия, соответствующая физически разумным значениям параметров резонанса $S_{11}(1535)$, недостаточна для образования связанных состояний в системах ηNN и $\eta-3N$. Наблюдаемый в экспериментах аномальный рост сечений фоторождения η на дейтроне и ядрах ${}^3\text{He}$ является проявлением виртуальных полюсов в соответствующих амплитудах, расположенных в непосредственной близости от физической области.
4. Поиск резонансных полюсов в амплитуде ηNN взаимодействия ниже положительной вещественной оси энергии дает отрицательный результат. В связи с этим, несмотря на резонансный механизм ηN рассеяния, в системах ηNN невозможно возникновение трехчастичных резонансных состояний.
5. Использование основных приближений модели оптического потенциала, развитых и апробированных в пион-ядерной физике, является неприемлемым для исследования η -ядерного взаимодействия в области низких энергий вследствие принципиальных различий между ηN и πN взаимодействием. Любая модель для описания взаимодействия η -мезонов с ядрами должна включать эффекты связности нуклонов и вклад виртуальных переходов с участием возбужденных состояний мишени.
6. Эффект нуклон-нуклонного взаимодействия в процессах двойного фоторождения π -мезонов на дейтроне является незначительным. С этой точки зрения, импульсное приближение можно рассматривать как надежный метод изучения элементарной амплитуды фоторождения на ней-

троне с помощью дейтронных сечений в области квазисвободной кинематики.

Апробация работы и публикации

Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях:

Мезон 2002 (Meson2002, Краков, Польша);

Электромагнитные процессы (Gordon Research Conference 2004, Тилтон, США);

Малочастичные системы (Few-Body Systems 2003, Дурхам, США);

Третий международный симпозиум по правилу сумм ГДХ и их приложениям (GDH 2004, Норфолк, США);

Физика с COSY (Physics with COSY 2003, Бад-Хоннеф, Германия);

Малочастичные проблемы в физике (Few-Body problems in physics 2002, Блед, Словения),

а также на научных семинарах Томского НИИ ядерной физики, кафедры высшей математики и математической физики Томского политехнического университета и кафедры квантовой теории поля Томского государственного университета.

По теме диссертации опубликовано 26 работ в научных изданиях, в том числе 21 статья в отечественных и зарубежных научных журналах и 5 статей в сборниках и трудах конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Материал изложен на 238 страницах и включает 83 рисунка, 13 таблиц и список литературы из 209 наименований.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены самим автором, либо при его непосредственном участии. Автором также осуществлен выбор направлений, объектов и методов исследования.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

В главе 1 рассматриваются наиболее важные аспекты, связанные с фоторождением псевдоскалярных мезонов на дейтронах. Основное внимание уделяется сравнительному анализу сечений в каналах πN , ηN и $\pi\pi N$.

В первой части главы 1 детально рассматривается вопрос о влиянии перерасеяния в реакциях $\gamma d \rightarrow \pi NN$ и $\gamma d \rightarrow \eta np$. В случае фоторождения η -мезона значительная роль взаимодействия между образующимися частицами следует уже из качественного рассмотрения динамических особенностей реакции $\gamma d \rightarrow \eta np$. Прежде всего, импульсное приближение, в котором взаимодействие в конечном состоянии полностью игнорируется, предсказывает сильное подавление сечения в околопороговой области. Причиной этого является дисбаланс между большой величиной начального импульса нуклона (около 200 МэВ/с), необходимого для образования η -мезона, и наиболее вероятным импульсом нуклонов в дейтроне (около 45 МэВ/с). Таким образом, в рамках указанного приближения реакция происходит преимущественно за счет высокоимпульсной компоненты, которая присутствует в волновой функции ядра с малой вероятностью. Последнее особенно важно для случая дейтрона, который, вследствие малой энергии связи, является очень рыхлым ядром. Взаимодействие в конечном состоянии позволяет существенно ослабить отмеченный дисбаланс и, как следствие, уже учет однократного перерасеяния между конечными частицами приводит к приблизительно десятикратному увеличению сечения при энергии 15 МэВ выше порога.

Большое внимание в первой части главы 1 уделяется исследованию различных поляризационных наблюдаемых. В частности, проводится расчет сечений для различных типов поляризации фотонов и дейтронной мишени и их комбинаций. Рассматриваются все нетривиальные асимметрии, многие из которых имеют большую величину и потому представляют интерес для экспериментальных исследований. Это прежде всего относится к фотонной асимметрии Σ^l и различным векторным асимметриям. Тензорные поляризационные наблюдаемые оказываются заметно меньше. Как правило, они проявляют слабую чувствительность к эффектам взаимодействия в конечном состоянии. Исключением являются лишь T_{21} и T_{21}^c , для которых этот эффект важен. Типичный пример качества описания имеющихся экспериментальных данных приведен на рис. 1.

В канале $\pi\pi N$, который исследуется во второй части главы 1, значительное внимание уделено построению амплитуды процесса $\gamma N \rightarrow \pi\pi N$ в области энергий фотонов до $E_\gamma = 1.5$ ГэВ. Используемая для этой цели феноменоло-

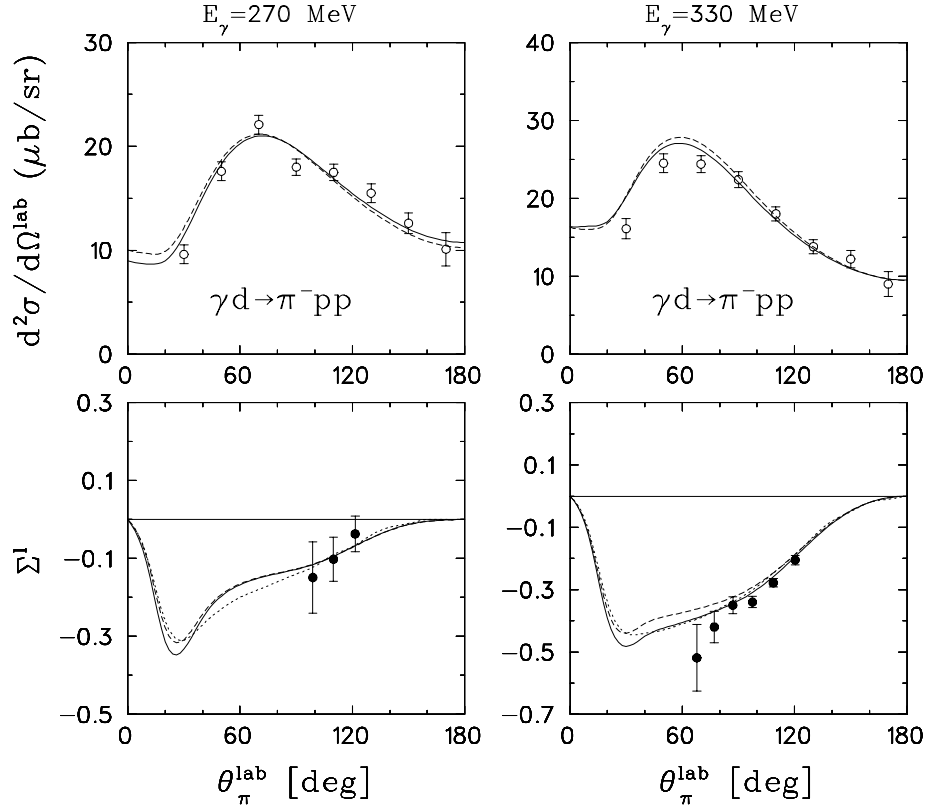


Рис. 1: Дифференциальное сечение и линейная асимметрия фотонов для фоторождения π^- мезонов на дейтроне. Пунктирная и штриховая кривые получены в импульсном приближении; сплошная кривая получена с учетом перерассеяния конечных частиц

гическая модель основана на методе эффективных лагранжианов, в котором сильное взаимодействие в системах πN и $\pi\pi$ эффективно учитывается путем введения нуклонных и мезонных изобарных состояний. Конечное $\pi\pi N$ состояние возникает в результате распада барионных резонансов в квазидвухчастичные каналы, в качестве которых в работе рассматриваются $\pi\Delta$, ρN и σN . Кроме того, в амплитуде детально учтены борновские члены, роль которых в двухпионном фоторождении оказывается исключительно важной. В работе исследуется относительный вклад отдельных резонансов в наблюдаемые величины. Построенная таким образом модель позволяет воспроизвести также экспериментальные сечения фоторождения ρ^0 и ρ^- мезонов на нуклонах. Вместе с тем, как отмечается в диссертации, расчеты амплитуд процессов $(\gamma, \pi\pi)$ оказываются в значительной степени модельно зависимыми вследствие исключительно сложной структуры борновской части амплитуды. По этой причине имеющиеся на сегодня модели обнаруживают существенные различия в определении вклада отдельных механизмов в двойном фоторождении пионов. Такая ситуация требует, в свою очередь, проведения

более детальных измерений угловых распределений, а также поляризационных наблюдаемых для этих реакций. При исследовании процессов $(\gamma, \pi\pi)$ на дейтроне показывается, что взаимодействие между нуклонами в конечном состоянии играет довольно незначительную роль и приводит к изменению полного сечения на величину порядка 2-5 % от его максимального значения. Анализируются причины столь малого эффекта.

В канале ηN проводится всестороннее исследование изотопической структуры амплитуды фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$, определяющей роль изовекторных и изоскалярных переходов в распаде $S_{11}(1535) \rightarrow \gamma N$. Для решения задачи используются экспериментальные данные, полученные при измерении инклюзивного сечения $d(\gamma, \eta)X$, а также результаты эксперимента $d(\gamma, \eta N)N$, в котором выбитый нуклон регистрировался на совпадение с η -мезоном. Исследуемая область энергий лежит между пороговым значением $E_\gamma^{\text{th}} \approx 630$ МэВ и $E_\gamma = 720$ МэВ. В качестве теоретической основы используется модель, в рамках которой фоторождение η -мезонов происходит исключительно за счет электрического дипольного возбуждения резонанса $S_{11}(1535)$. Роль остальных членов игнорируется вследствие их малости в рассматриваемой кинематической области. Свободным параметром модели является отношение

$$\alpha = \frac{t_{\gamma\eta}^{(s)}}{t_{\gamma\eta}^{(p)}},$$

где $t_{\gamma\eta}^{(p)}$ и $t_{\gamma\eta}^{(s)}$ — соответственно амплитуда фоторождения η -мезона на нуклоне и ее изоскалярная часть. При известном значении амплитуды $t_{\gamma\eta}^{(p)}$, полученном при анализе экспериментальных данных, параметр α однозначно определяет изотопическую структуру перехода $S_{11}(1535) \rightarrow \gamma N$. Его величина находится из условия наилучшего согласия рассчитанных значений полного сечения, а также угловых распределений η -мезонов в реакции $\gamma d \rightarrow \eta np$ с экспериментальными данными. Полученное значение $\alpha = 0.09$ является главным результатом исследований. Таким образом, на количественном уровне подтверждается изовекторный характер фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$, предсказываемый кварковыми моделями.

Как показывают непосредственные расчеты, влияние перерасеяния существенно искажает картину процесса, диктуемую моделью спектатора, и приводит к значительным изменениям формы и величины различных наблюдаемых характеристик. В конце главы 1 проводится критический анализ используемых приближений. В частности, объясняется тот факт, что пертурбативный подход к взаимодействию в конечном состоянии в образовании η -мезонов не может считаться удовлетворительным в области низких энер-

гий. Тем самым обосновывается необходимость перехода к более сложным моделям, в которых взаимодействие между конечными частицами рассматривается в рамках задачи трех тел.

В четвертой, заключительной части главы 1 с помощью развитого формализма определяется вклад всех трех каналов π , η и $\pi\pi$ в правило сумм ГДХ на нуклоне и дейтроне. Показана и проанализирована роль «ядерных» эффектов – фермиевского движения нуклонов и взаимодействия в конечном состоянии – на результаты для поляризационных наблюдаемых на дейтроне, необходимые для экспериментального измерения правила сумм на нейтроне.

Непосредственное вычисление сечений фоторождения π - и η -мезонов в области энергий до 1.5 ГэВ (см. рис. 2) дает большой положительный вклад, почти совпадающий по абсолютной величине с вкладом фотодезинтеграции дейтрона. Результирующая величина интеграла $27.31 \mu\text{b}$ слегка превышает правило сумм ($-0.65 \mu\text{b}$). Различие, в первую очередь, следует отнести к неопределенностям, присутствующим в используемых моделях. Кроме того, открытым остается вопрос о роли многопионных (в первую очередь, трехпионных) процессов. Таким образом, при проведении последующих исследований в этой области значительное внимание должно быть уделено как совершенствованию самих моделей, так и оценкам процессов с большим числом пионов. Спиновые асимметрии обнаруживают различное поведение в реакциях фоторождения мезонов на свободных нуклонах и дейтроне. Это означает, что непосредственное получение информации о нейтронной спиновой асимметрии с использованием только дейтронных результатов (например, путем простого вычитания из них протонного вклада), вообще говоря, невозможно. С другой стороны, измерение поляризационных наблюдаемых в процессах фоторождения мезонов на дейтроне являются хорошим (и, возможно, наиболее приемлемым) тестом фоторождения мезонов на нейтроне и соответствующей спиновой асимметрии.

Глава 2 посвящена исследованию взаимодействия между η -мезоном и двухнуклонными системами в области низких энергий на основе точного решения задачи трех тел для системы ηNN .

В первой части главы 2 проводится анализ динамики ηNN взаимодействия в области низких энергий. В качестве формальной основы используется квантовомеханическая теория трех тел. Результатом исследования является полное описание аналитической структуры матрицы рассеяния для ηNN системы как комплексной функции на римановой поверхности энергии. Поскольку подобная задача требует осуществления аналитического продолжения трехчастичных уравнений в нефизическую область, затравочные

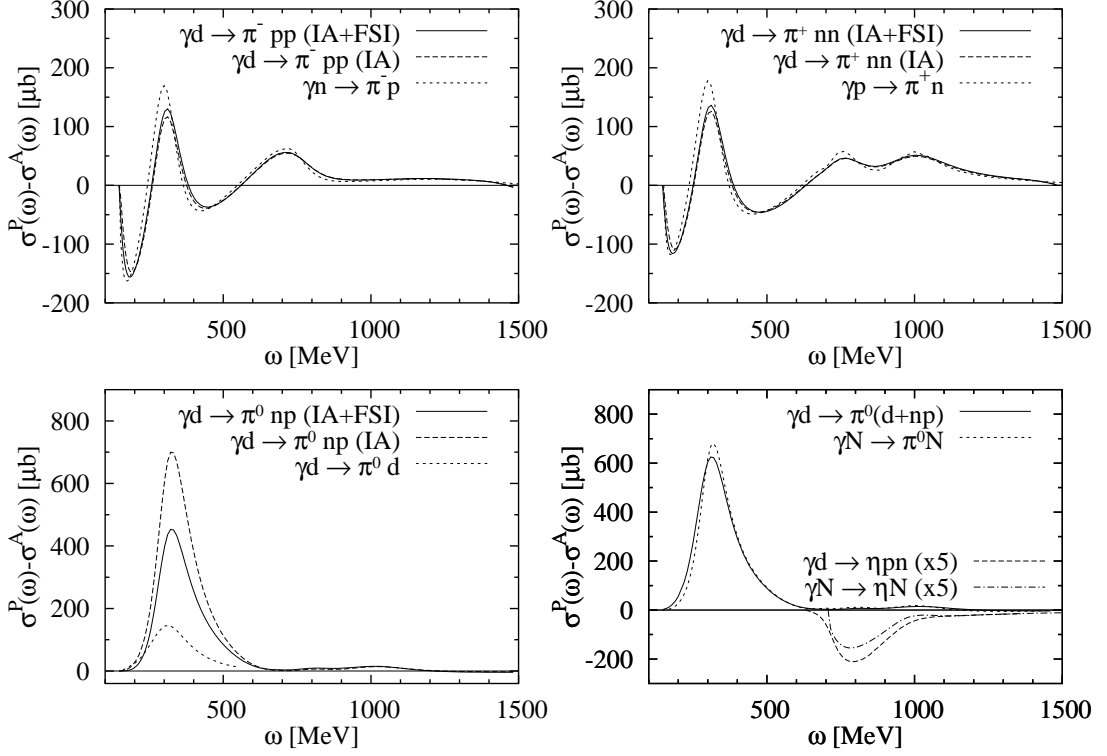


Рис. 2: Спиновая асимметрии однократного фоторождения пионов на нуклоне и дейтроне в различных зарядовых каналах. Результаты для дейтрона представлены в импульсном приближении (штриховые кривые), а также с учетом взаимодействия между конечными частицами (сплошные кривые)

двухчастичные взаимодействия ηN и NN представляются в аналитическом виде. Для этой цели используется сепарабельный потенциал первого ранга, и анализ ограничивается рассмотрением лишь s -волновых вкладов в двухчастичных подсистемах. Ввиду того, что s -волны доминируют в амплитудах ηN и NN взаимодействия, такой подход является вполне оправданным.

Значительное внимание уделяется исследованию самой структуры римановой поверхности для ηNN системы. В частности, подробно описывается расположение имеющих физическое значение римановых листов и разрезов на них, а также процедура аналитического продолжения на нефизические листы посредством деформации контура интегрирования. Как показано в работе, при достаточно сильном притяжении между η -мезоном и нуклоном в ηNN системе появляется полюс в комплексной области энергий на физическом листе, соответствующий связанному ηNN состоянию с конечным временем жизни. Конечная ширина состояния обусловлена возможностью распада в неупругий πNN канал. При ослаблении ηN притяжения, полюс движется в сторону нулевой энергии, пересекает унитарный разрез и переме-

щается на первый нефизический лист в область, где располагаются виртуальные (антисвязанные) состояния. Дальнейшее ослабление ηN взаимодействия определяет лишь удаленность полюса от физической области. Кроме этого, проводится дополнительный поиск полюсов на втором римановом листе ниже вещественной оси энергии в области, где возможно появление резонансных состояний.

Как показано в работе, притяжение в системе ηN , а соответственно и в трехчастичной системе ηNN , которое возникает при физически разумных значениях параметров ηN взаимодействия, недостаточно для образования трехчастичного связанного состояния. Соответствующий полюс уходит с физического листа в нефизическую область, тем самым свидетельствуя о возможности существования лишь виртуального уровня в ηNN системе. В то же время, виртуальный полюс оказывается вблизи физической области, и этот факт в решающей степени определяет физические свойства взаимодействия η -мезона с двумя нуклонами. В частности, следует ожидать, что низкоэнергетическое ηNN взаимодействие характеризуется большой длиной рассеяния. В свою очередь, это обстоятельство должно приводить к значительному влиянию взаимодействия в конечном состоянии в реакциях образования η -мезонов вблизи порога. Поиск резонансных полюсов на втором римановом листе ниже положительной вещественной оси энергии дает отрицательный результат, в связи с чем делается вывод о невозможности возникновения трехчастичных ηNN резонансов, существование которых обсуждается в некоторых работах.

Во второй части главы 2 изучаются реальные физические процессы, связанные с взаимодействием η -мезонов с двухнуклонными системами – упругое и неупругое ηd рассеяние, а также образование η -мезонов. Для этой цели трехчастичные динамические уравнения решаются для физических ηNN состояний. Как и в предыдущей главе, базовым элементом модели является сепарабельное представление затравочных NN и ηN взаимодействий. Для построения матрицы ηN рассеяния используется стандартная изобарная модель. В качестве основного механизма взаимодействия выступает возбуждение резонанса $S_{11}(1535)$. Соответствующие параметры выбираются таким образом, чтобы, с одной стороны, сохранялось хорошее описание амплитуд $\gamma N \rightarrow \pi N$ и $\gamma N \rightarrow \eta N$ вблизи порога фоторождения η -мезона, а, с другой стороны, модель предсказывала бы длину ηN рассеяния $a_{\eta N}$, равную $(0.5+i0.32)$ fm. Последнее значение следует рассматривать в качестве усредненной величины $a_{\eta N}$, даваемой современными анализами. Для включения NN сектора используется сепарабельное представление парижского потенциала, хорошо воспроизводящее не только фазы NN рассеяния, но и исходный

потенциал во внеэнергетической области, вплоть до значений кинетической энергии $T = 350$ МэВ в лабораторной системе отсчета.

В начале второй части главы 2 некоторое внимание уделяется качественному рассмотрению вопроса о том, почему именно задача трех тел является необходимой «минимальной» теорией для исследования ηNN динамики, тогда как различные приближения пертурбативного характера оказываются не в состоянии воспроизвести важнейшие особенности этой системы. Первая причина заключается в преимущественно s -волновом характере затравочных NN и ηN взаимодействий. Как известно из теории NN рассеяния, пионный обмен между нуклонами генерирует сильное s -волновое притяжение между нуклонами в области низких энергий. Что касается взаимодействия медленных η -мезонов с нуклонами, то, согласно современным представлениям, практически единственным его механизмом является возбуждение s -волнового резонанса $S_{11}(1535)$. Как следствие, ηNN система содержит три медленных частицы, взаимодействующих посредством сильного притяжения, что должно приводить к значительному перекрытию волновых функций отдельных частиц между собой. Поэтому общая динамическая картина должна быть существенно сложнее той, что может быть представлена посредством простой суммы парных взаимодействий, как это происходит в пертурбативном подходе. Более формальный аспект заключается в том, что, как показывают результаты первой части главы 2, ηNN система имеет виртуальный полюс, расположенный близко к физической области. В результате этого ряд многократного рассеяния для ηNN взаимодействия является плохо сходящимся в области малых энергий. Вторым фактором, существенным для процессов рождения η -мезонов, является требуемая для этого значительная передача импульса, что приводит к практически точечному характеру основного механизма реакции. Это, в свою очередь, приводит к тому, что в основном лишь центральная s -волновая часть амплитуды ηNN взаимодействия, где наиболее важны трехчастичные эффекты, оказывается задействованной в реакции.

Непосредственные расчеты предсказывают резкий рост упругого сечения ηd рассеяния с приближением энергии к пороговому значению (см. рис. 3). Сильная энергетическая зависимость сечения является прямым следствием близости виртуального полюса к физической области. Удержание в ряде многократного рассеяния лишь членов низших порядков не позволяет воспроизвести эту характерную особенность ηd взаимодействия.

Отмечается также очень малое сечение процесса с развалом мишени $\eta d \rightarrow \eta p n$. Помимо медленного роста с энергией трехчастичного фазового объема, этот факт объясняется также ортогональностью волновых функций началь-

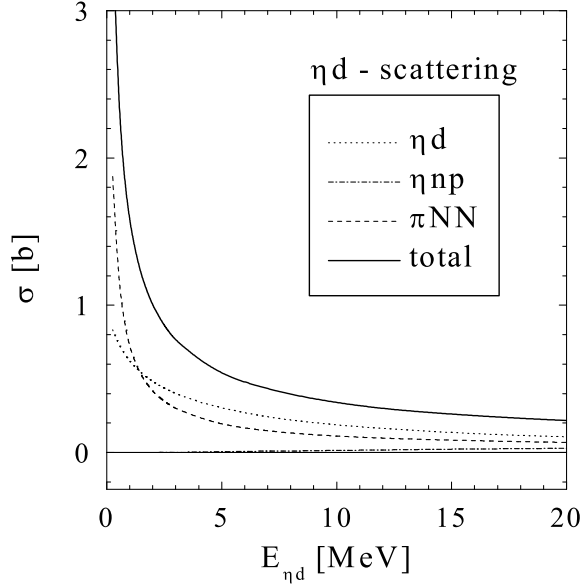


Рис. 3: Различные вклады в полное сечение ηd взаимодействия. Сплошная кривая представляет сумму всех каналов

ного и конечного состояний в NN системе. Матричный элемент пропорционален интегралу перекрытия этих функций и потому исчезает в случае нулевого переданного импульса, оставаясь малым в области, где переданный импульс незначителен. С другой стороны, очень заметной оказывается роль перехода в πNN канал. Этот канал открыт уже для нулевых значений кинетической энергии в ηd системе, и соответствующее сечение расходится на пороге по закону $1/v$. Кроме того, вероятность образования пиона в процессе ηd взаимодействия велика по сравнению с простым развалом дейтрона $\eta d \rightarrow \eta np$ из-за малой массы пиона и потому большего фазового объема, доступного для конечных частиц. Следствием этих особенностей является, в частности, то, что длина ηd рассеяния имеет большую, по сравнению с ηN длиной, мнимую часть, и ηNN взаимодействие оказывается более неупругим, по сравнению с затравочным ηN взаимодействием.

Исследование диаграмм Арганда показывает, что основной вклад многократного рассеяния проявляется в состоянии с нулевым орбитальным моментом. Этот результат согласуется с интуитивным представлением о том, что более высокие порядки в теории многократного рассеяния должны, прежде всего, быть чувствительны к малым расстояниям в системе. Как следствие, для высших парциальных волн нет необходимости в точном решении трехчастичных уравнений, и уже, как правило, второй порядок в пертурбативном разложении дает достаточно точный результат. Наконец, роль πNN конфи-

гураций в ηd рассеянии оказывается незначительной. Этот факт обусловлен, в первую очередь, малой, по сравнению с η -мезоном, массой π -мезона, вследствие чего обмен пионом связан с большой передачей импульса между нуклонами. Например, в предположении, что основной вклад в процесс вносят промежуточные πNN состояния, в которых пион находится вблизи массовой поверхности, его импульс составляет порядка 400 МэВ/с. В связи с этим, механизм с обменом пионом оказывается важным лишь для малых межнуклонных расстояний, вклад которых сильно подавлен вследствие малости переданных импульсов, характерных для низкоэнергетического ηd рассеяния.

Во второй и третьей частях главы 2 исследуется влияние ηNN взаимодействия на процессы образования η -мезонов в двухнуклонных системах. Естественно ожидать, что виртуальный полюс в ηNN амплитуде, расположенный вблизи физической области, должен оказывать значительное влияние на динамику этих реакций. По этой причине, их исследование должно с необходимостью включать, в качестве составной части, учет взаимодействия между образующимся мезоном и нуклонами мишени. Кроме того, как отмечается во введении, процессы образования η -мезонов рассматриваются, прежде всего, в качестве наиболее естественного источника информации о самом η -ядерном и, в конечном итоге, об ηN взаимодействии. В связи с этим, возникает вопрос о том, насколько реально наблюдаемые на опыте величины для образования η -мезонов передают информацию об ηN взаимодействии.

Во второй части главы 2 также исследуется фоторождение η -мезонов на дейтроне в реакциях $\gamma d \rightarrow \eta d$ и $\gamma d \rightarrow \eta np$. Кратко излагается формализм, необходимый для перехода от чисто адронной задачи рассеяния в системе ηNN к вычислению амплитуд фоторождения. В частности, по причине слабости электромагнитного взаимодействия, его учет осуществляется в первом порядке теории возмущений. Параметры перехода $\gamma N \rightarrow S_{11}(1535)$ выбираются из условия наилучшего описания известной из опыта зависимости мультипольной амплитуды E_{0+} от энергии в каналах ηN и πN .

Сравнение результатов расчетов сечения реакции $\gamma d \rightarrow \eta np$ с имеющимися экспериментальными данными (см. рис. 4) обнаруживает значительную роль трехчастичных эффектов в фоторождении η -мезонов на дейтроне вблизи порога. Так, например, при энергии фотонов $E_\gamma = 635$ МэВ трехчастичные расчеты предсказывают для сечения величину, приблизительно в два раза большую той, что получается в первом порядке по перерассеянию. Важно отметить, что только в рамках трехчастичного подхода удастся воспроизвести характерный для экспериментального сечения резкий рост вблизи порога. Сильная энергетическая зависимость сечения, предсказываемая трехчастич-

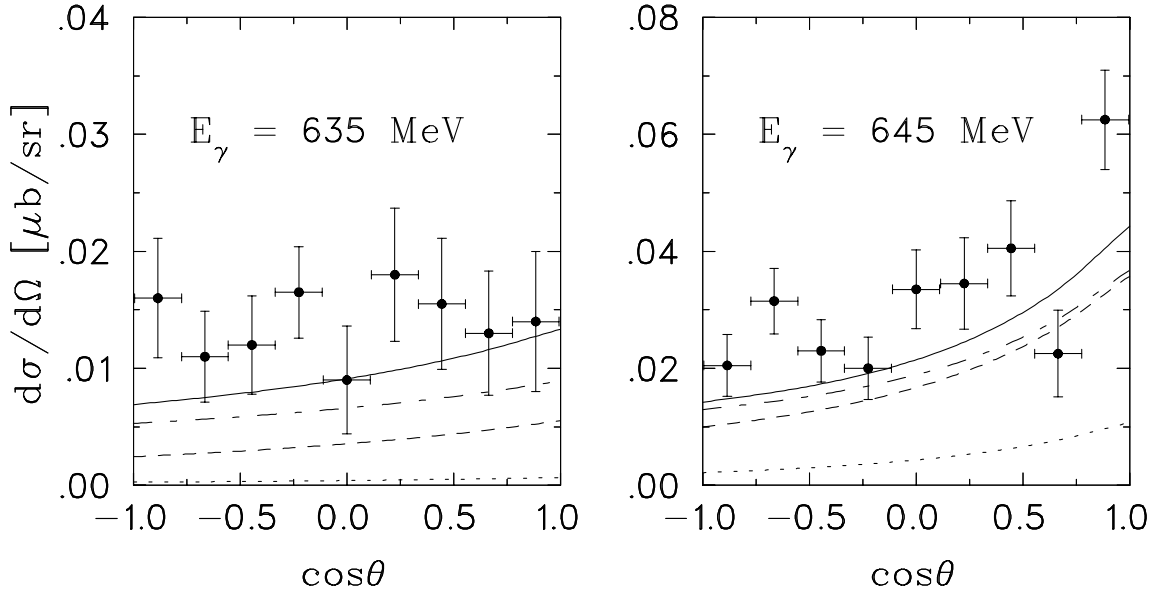


Рис. 4: Дифференциальное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \eta np$. Пунктирные, штриховые и штрихпунктирная кривые соответствуют импульсному приближению, приближению первого порядка по перерасеянию и результатам модели трех тел для системы ηNN . Добавление когерентного сечения $\gamma d \rightarrow \eta d$ дает сплошную кривую

ной моделью, непосредственно связана с близостью виртуального полюса в ηNN амплитуде к физической области.

Угловые распределения η -мезонов демонстрируют значительное увеличение, вследствие учета трехчастичных эффектов, при довольно слабом изменении формы самого распределения. Это, прежде всего, указывает на то, что сильное притяжение в системе ηNN действует, главным образом, в s -волне и не затрагивает более высокие парциальные волны. Помимо этого, рассчитанные сечения наглядно демонстрируют несостоятельность модели с перерасеянием, которая в области низких энергий приводит к слишком сильной угловой зависимости, не подтверждаемой экспериментальными данными.

Важность использования трехчастичной теории для учета взаимодействия в ηNN системе также наглядно демонстрируется результатами для когерентного фоторождения η -мезонов на дейтроне. Как и в предыдущем случае, точная модель предсказывает сильный рост сечения вблизи порога, который объясняется, в основном, увеличением s -волнового вклада в амплитуду рассеяния вследствие сильного ηd притяжения в s -волне.

В конце второй части главы 2 проводится критический анализ возможности извлечения из данных по образованию η -мезонов на дейтроне информации о фундаментальном ηN взаимодействии. С этой целью исследуется чувствительность результатов к величине константы связи $\eta N \rightarrow S_{11}$. Преж-

де всего, и это является решающим фактором, непосредственные расчеты с различными значениями длины ηN рассеяния показывают, что сечение на дейтроне достаточно слабо зависит от параметров ηN взаимодействия. Ввиду этого, возможность непосредственного эмпирического определения значения $a_{\eta N}$ выглядит сомнительной. Кроме того, слабая чувствительность результатов к ηN параметрам делает в принципе любую процедуру извлечения сведений об ηN взаимодействии в значительной степени модельно зависимой. Причина кроется в необходимости продолжения элементарной амплитуды образования η -мезона в область вне массовой поверхности. Это особенно важно для энергий ниже порога ηN рассеяния, которые вносят заметный вклад в амплитуду образования медленных η -мезонов на дейтроне при учете взаимодействия конечных частиц. Указанные трудности являются вполне общими при попытках извлечения параметров отдельной диаграммы из суммарного вклада множества членов в тех случаях, когда данная диаграмма не является доминирующей. В этой связи представляет интерес теория Мигдала-Ватсона, позволяющая, в принципе, исследовать параметры взаимодействия в двухчастичных подсистемах, независимо от способа, посредством которого это взаимодействие вовлечено в общий процесс. Значение имеет лишь форма дифференциального сечения в области, соответствующей малым кинетическим энергиями в подсистеме. Однако, как показывают расчеты, данный метод плохо подходит к ηN взаимодействию, прежде всего, ввиду отмеченной выше слабой зависимости сечения рождения η -мезона на дейтроне к параметрам этого взаимодействия. По этим результатам делается вывод о практической невозможности извлечения какой-либо точной количественной информации об ηN рассеянии непосредственно из данных по образованию η -мезонов на дейтроне.

В третьей части главы 2 рассматриваются процессы рождения η -мезонов в NN столкновениях, где, как и в предыдущих разделах, основное внимание уделяется эффектам взаимодействия в конечном состоянии. Представление о самом процессе $NN \rightarrow \eta NN$ основано на естественном предположении о том, что можно более или менее модельно-независимым способом, разделить короткодействующую и далекодействующую части амплитуды. Первая содержит сам потенциал $V_{NN \rightarrow \eta NN}$, действие которого приводит к образованию η -мезона, вместе с взаимодействием между начальными нуклонами. Дальнодействующий механизм связан, прежде всего, с взаимодействием между конечными частицами. Во всех работах, существующих в настоящее время в литературе, основное внимание уделяется самому механизму (точнее, короткодействующей его части) образования η -мезона, в то время как роль ηNN

взаимодействия остается практически неисследованной. В большей части работ учитывается лишь однократное взаимодействие между конечными нуклонами. При этом ηN взаимодействие игнорируется, либо учитывается приближенно, на основе теории Ватсона. В то же время, нет никаких указаний на то, что эффект ηN перерассеяния должен быть незначительным. Более того, как показывают результаты предыдущих глав, именно взаимодействие между всеми тремя частицами формирует дальнедействующую часть перехода к состоянию ηNN и, таким образом, определяет сильную энергетическую зависимость сечения, наблюдаемую на опыте.

В первую очередь кратко описывается модель, используемая для построения оператора перехода $NN \rightarrow \eta NN$. Основной механизм реакции обусловлен обменом π - и ρ -мезоном между сталкивающимися нуклонами. Взаимодействие в начальном состоянии учитывается лишь в форме поглощения. Соответствующие трехчастичные уравнения имеют вид, аналогичный уравнениям для фоторождения η -мезонов, в которых, однако, затравочный член заменяется на потенциал $V_{NN \rightarrow \eta NN}$.

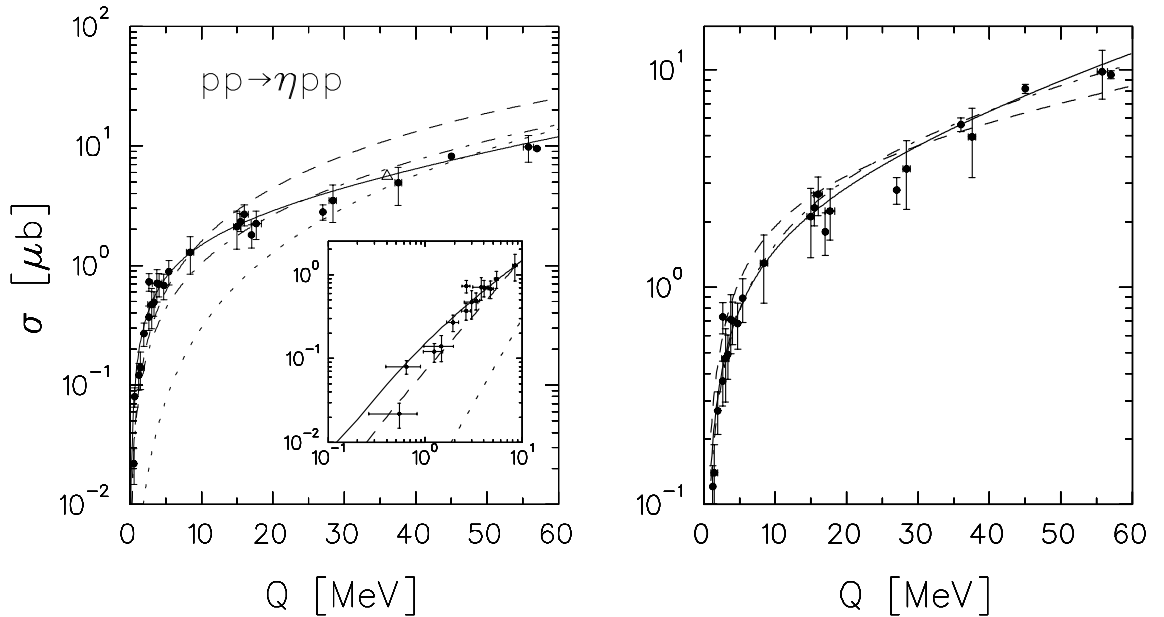


Рис. 5: Полное сечение реакции $pp \rightarrow \eta pp$. Значения кривых: пунктирная - импульсное приближение; штриховая - учет перерассеяния в подсистемах NN и ηN ; штрих-пунктирная - учет взаимодействия только в NN подсистеме; сплошная - результат трехчастичной модели. На правой панели показана зависимость предсказаний трехчастичной теории от некоторых модельных ингредиентов

Результаты расчетов полного сечения для pp и np столкновений, представленные на рис. 5, показывают, что трехчастичная модель хорошо воспроизводит энергетическую зависимость экспериментального сечения в pp канале.

В частности, расчеты правильно предсказывают резкое увеличение сечения в непосредственной близости от порога. Некоторое отклонение от данных следует отнести, прежде всего, к пренебрежению кулоновским взаимодействием между конечными протонами, которое должно быть наиболее эффективным в области малых энергий. Использование моделей, учитывающих однократное NN и ηN перерассеяния, не позволяет воспроизвести характерную форму экспериментального сечения. Более того, включение в рассмотрение ηN взаимодействия приводит даже к худшему согласию с экспериментом. Столь сильное различие между результатами пертурбативного подхода к взаимодействию в конечном состоянии и точным трехчастичным результатом еще раз демонстрирует, насколько важны члены высших порядков в ряде многократного рассеяния при образовании η -мезонов на малонуклонных системах.

В конце главы 2 проводится анализ зависимости результатов от модельных предположений, касающихся механизма образования η -мезонов в NN столкновениях. В частности, сравниваются расчеты, в которых в качестве такого механизма использовался только ρ -мезонный обмен, в отсутствие вкладов других мезонов с аналогичными расчетами с использованием обмена лишь π -мезоном. Как показано в диссертации, результаты являются довольно чувствительными к деталям основного механизма реакции. Отмечается, что данная чувствительность имеет более глубокую физическую природу, чем простая зависимость результатов от параметров модели. А именно, следует предположить, что лежащая в основе наших представлений о динамике реакции $NN \rightarrow \eta NN$ (а также, хотя и в меньшей степени, $\gamma d \rightarrow \eta np$) гипотеза о четком разделении короткодействующей и далекодействующей частей амплитуды, не совсем верна. Действительно, в противном случае, следовало бы ожидать, что детали основного механизма реакции, имеющего, как отмечалось, короткодействующую природу, не должны влиять на далекодействующую часть, обусловленную взаимодействием между ее продуктами, а следовательно, и на форму полного сечения. На основании этого, в работе делается вывод о неоднозначности выделения отдельных этапов всего процесса. В этом смысле, наиболее последовательным методом мог бы стать полный трехчастичный расчет перехода $NN \rightarrow \eta NN$, подобно тому, как это делается в случае аналогичных реакций с пионом. Очевидно, однако, что решение подобной задачи связано с исключительными трудностями, прежде всего, чисто расчетного характера, возникающими в связи с большим количеством двух- и трехчастичных каналов, вовлеченных в процесс. Вместе с тем, можно ожидать, что хорошим приближением будет пертурбативное включение короткодействующих механизмов, вплоть до первого порядка, как в реакциях фоторождения.

В этом случае модель позволяет вернуться к прежней концепции взаимодействия в конечном состоянии, что в практическом плане несравнимо проще решения полной многоканальной задачи $NN \rightarrow \eta NN$ в трехтельном подходе.

В главе 3 рассматриваются процессы рассеяния и фоторождения η -мезонов на трехнуклонных ядрах. В первой части подробно описывается четырехчастичный формализм, развитый для системы η - $3N$. В частности, необходимые уравнения выводятся непосредственно из уравнений Фаддеева-Якубовского для случая, когда затравочные NN и ηN взаимодействия имеют сепарабельный вид. Как и в случае трех частиц, сепарабельное представление ядер интегральных уравнений позволяет привести исходную задачу к системе уравнений, имеющих форму Липпманна-Швингера для многоканального рассеяния. Возникающие при этом эффективные потенциалы описывают взаимодействие между составными квазичастицами $3N$, ηNN , ηN и NN посредством обмена η -мезоном и нуклоном либо состоящими из них двухчастичными фрагментами.

В качестве одной из основных задач рассматривается применимость модели оптического потенциала первого порядка к η -ядерным явлениям. Актуальность этого вопроса обусловлена тем, что до настоящего времени все результаты в физике η -мезонов и ядер получены на основе простейшего оптического потенциала, являющегося тривиальным аналогом пион-ядерного потенциала первого порядка. В работе рассматриваются два основополагающих приближения типичной оптической модели мезон-ядерного взаимодействия: (i) пренебрежение возбуждением мишени между отдельными актами ηN рассеяния, при котором возможный спектр промежуточных состояний нуклонной системы сокращается до основного состояния (т.н. приближение когерентности); (ii) пренебрежение связностью нуклонов в ядре, при котором процесс рассеяния описывается как серия столкновений налетающей частицы со свободными нуклонами.

В начале главы 3 проводится качественное рассмотрение проблемы, в ходе которого поясняется, почему указанные приближения, хорошо зарекомендовавшие себя в пион-ядерной физике, оказываются несостоятельными для описания η -ядерных явлений. Отмечается, что основной причиной является существенно резонансный характер ηN взаимодействия. Поэтому, в частности, среднее время столкновения η -мезона с нуклоном мишени оказывается сравнимым с временем, характерным для взаимодействия нуклонов между собой, что, в свою очередь, указывает на необходимость учета эффектов связности нуклонов. Качество описанных выше приближений демонстрируется

на примере сечения упругого $\eta^3\text{He}$ рассеяния, а также диаграмм Арганда для s -волновой части амплитуды, где вычисления в рамках оптической модели сравниваются с точными четырехчастичными результатами. В частности, наглядно доказывается тезис о том, что пренебрежение связью нуклонов в ядре является неприемлемым упрощением. Приближение когерентности можно считать оправданным в непосредственной близости от порога, однако с ростом энергии роль виртуальных возбуждений мишени быстро возрастает, так что уже при энергии 6 МэВ истинное значение сечения оказывается приблизительно в два раза больше приближенного.

В главе 3 рассматривается проблема образования связанных состояний в системе $\eta\text{-}^3N$. Экспериментальные результаты для фоторождения η -мезонов на ядрах ^3He обнаруживают аномально большой рост сечения вблизи порога, что традиционно интерпретируют как сигнал образования связанной системы $\eta^3\text{He}$. В связи с этим, интересным является вопрос о том, подтверждается ли данный вывод четырехчастичной теорией с реальными параметрами ηN взаимодействия. С этой целью в работе исследуется поведение диаграмм Арганда в области малых энергий. Положительный знак вещественной части амплитуды рассеяния свидетельствует о том, что лишь виртуальное, а не связанное состояние образуется в $\eta\text{-}^3N$ системе. Иными словами, ηN взаимодействие оказывается слишком слабым для того, чтобы связать η -мезон с ядром ^3He .

В то же время, как демонстрируется в предыдущих главах, виртуальный уровень с малой энергией приводит к сильному росту сечения рассеяния в области нулевой энергии. В связи с этим, разумно ожидать, что виртуальное состояние в системе $\eta\text{-}^3N$ заметно влияет на процессы образования η -мезонов на трехнуклонных ядрах вблизи порога. Это предположение подтверждается непосредственными расчетами сечения фоторождения η -мезонов на ядрах ^3He в четырехчастичном подходе. В частности, в отличие от предсказания импульсного приближения, истинное сечение резко возрастает и, уже при энергии около 3 МэВ выше порога, достигает своего характерного значения.

В диссертации подробно обсуждаются возможные причины принципиального расхождения теоретических результатов с экспериментальными данными для реакции $\gamma\ ^3\text{He} \rightarrow \eta\ ^3\text{He}$ (см. рис. 6). В частности, указывается, что форма наблюдаемого углового распределения не воспроизводит зависимость ядерного формфактора от переданного импульса. Одним из возможных объяснений может быть сильная нелокальность $\eta^3\text{He}$ взаимодействия, при которой результирующий потенциал содержит притягивающую s -волновую кору и отталкивающую p -волновую часть, что могло бы приводить к конструк-

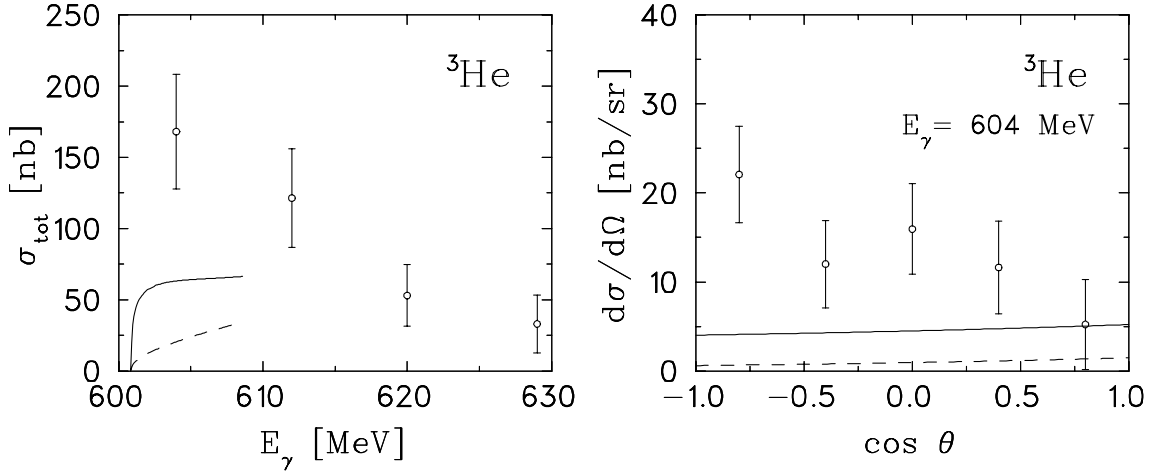


Рис. 6: Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными для реакции $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow \eta {}^3\text{He}$

тивной интерференции s - и p -волн в области больших углов. В то же время, по-видимому, не существует каких-либо теоретических указаний на сильную нелокальность $\eta {}^3\text{He}$ потенциала и, кроме того, в этом случае непонятной остается причина большого вклада p -волн в амплитуду реакции вблизи порога.

Достаточно неожиданным является также сильное различие энергетической зависимости экспериментального и теоретического полных сечений. Отмечается, что эта зависимость имеет, вообще говоря, фундаментальное значение, в связи с чем наблюдаемое разногласие свидетельствует о возможно существенных недостатках нашего понимания природы $\eta {}^3\text{He}$ взаимодействия. Действительно, согласно теории Мигдала-Ватсона, если основной механизм реакции является короткодействующим (как в рассматриваемом случае, ввиду больших переданных импульсов, связанных с фоторождением η -мезона), то энергетическая зависимость полного сечения вблизи порога определяется лишь дальнедействующей частью волновой функции конечного состояния. Таким образом, зависимость сечения от энергии определяется, в конечном итоге, длиной $\eta {}^3\text{He}$ рассеяния и не чувствительна к особенностям входного канала. В качестве косвенного доказательства этого тезиса сравниваются формы полных сечений реакций $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow \eta {}^3\text{He}$ с полученным в эксперименте сечением $pd \rightarrow \eta {}^3\text{He}$, которые хорошо согласуются друг с другом. С этой точки зрения, экспериментальные результаты для фоторождения η на ${}^3\text{He}$ свидетельствуют о существенно большей длине $\eta {}^3\text{He}$ рассеяния, чем это следует из представленных расчетов, а также из опытных данных по рождению η -мезонов в pd -столкновении. На основании приведенных результатов

и рассуждений в диссертации делается вывод о необходимости дальнейшего, прежде всего экспериментального, исследования фоторождения η -мезонов на трехнуклонных ядрах.

Основные результаты и выводы

1. Изучена роль поляризационных наблюдаемых в некогерентном фоторождении пионов на дейтроне, где особый акцент сделан на влиянии взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) на энергетические и угловые зависимости наблюдаемых величин.
 - (a) В неполяризованном сечении $d^2\sigma/d\Omega_q$, где фиксируется только направление вылета пиона, влияние перерасеяния довольно незначительно в каналах с заряженными пионами для энергий фотона от первого резонанса до 1 ГэВ. В случае π^0 мезонов роль ВКС оказывается большой. Однако, основная часть этого эффекта является результатом исключения ложной примеси дейтронной волновой функции в конечное состояние двух нуклонов при учете взаимодействия между ними.
 - (b) Рассмотрены все нетривиальные асимметрии, многие из которых имеют большую величину и потому представляют интерес для экспериментальных исследований. Это, прежде всего, относится к фотонной асимметрии Σ^l и различным векторным асимметриям. Тензорные поляризационные наблюдаемые оказываются заметно меньше. Как правило, они проявляют слабую чувствительность к эффектам ВКС. Исключением являются лишь T_{21} и T_{21}^c , для которых эти эффекты существенны.
2. Развита формализм реакции фоторождения двух пионов на дейтроне.
 - (a) Метод эффективных лагранжевых плотностей распространен до энергии фотонов в лабораторной системе $E_\gamma = 1.5$ ГэВ путем включения резонансов со спином $J = 5/2$, которые не рассматривались в ранних моделях ввиду сложности соответствующего формализма.
 - (b) В каналах $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^0$ преобладание простого по структуре контактного члена с Δ резонансом обеспечивает хорошее описание экспериментальных данных. В нейтральном канале $\pi^0\pi^0$ теория сильно недооценивает наблюдаемые сечения в области энергий ниже $E_\gamma = 0.7$ ГэВ. Кроме указанного разногласия в области низких энергий имеет

место видимое расхождение между экспериментальными и теоретическими результатами для Σ асимметрии при использовании линейно поляризованных фотонов. Более детальные исследования угловых распределений мезонов должны выявить роль различных механизмов в двойном фоторождении π -мезонов во второй резонансной области.

- (с) Эффект нуклон-нуклонного взаимодействия в процессах двойного фоторождения π -мезонов на дейтроне является несущественным. С этой точки зрения, импульсное приближение обеспечивает надежный метод определения элементарной амплитуды фоторождения на нейтроне с помощью дейтронных сечений в области квазисвободной кинематики.
3. Проведено теоретическое исследование реакции $\gamma d \rightarrow \eta n p$ от порога до энергии фотонов $E_\gamma = 900$ МэВ с учетом взаимодействия всех частиц в конечном состоянии. На основании сравнения результатов расчетов дифференциального и полного сечений с полученными недавно экспериментальными данными показано, что фотовозбуждение резонанса $S_{11}(1535)$ имеет ярко выраженный изовекторный характер, доля изоскалярных переходов составляет лишь 1% от полной вероятности перехода $\gamma p \rightarrow S_{11}$.
4. Вычислено правило сумм ГДХ для дейтрона. Сильное сокращение вкладов фотодезинтеграции дейтрона (в области низких энергий) и фоторождения мезонов (первая и вторая резонансная области) можно рассматривать как наглядное подтверждение решающей роли киральной симметрии, определяющей динамику сильного взаимодействия в этих двух областях.
- (а) Непосредственное вычисление вкладов фоторождения π - и η -мезонов в области энергий до 1.5 ГэВ дает большой положительный вклад, почти совпадающий по абсолютной величине с вкладом фотодезинтеграции дейтрона. Полученная результирующая величина $27.31 \mu\text{b}$ лишь незначительно превышает правило сумм ($-0.65 \mu\text{b}$). Тем не менее, открытым остается вопрос о роли многопионных (в первую очередь, трехпионных) процессов. Таким образом, при проведении последующих исследований в этой области вольное внимание должно быть уделено как совершенствованию самих моделей, так и оценкам процессов с большим числом пионов.

- (b) Спиновые асимметрии обнаруживают различное поведение в реакциях фоторождения мезонов на свободных нуклонах и дейтроне. Это означает, что прямое извлечение информации о нейтронной спиновой асимметрии с использованием только результатов для дейтрона (например, путем простого вычитания из них протонного вклада), вообще говоря, невозможно. С другой стороны, измерение поляризационных наблюдаемых в процессах фоторождения мезонов на дейтроне являются хорошим (и, возможно, наиболее приемлемым) тестом фоторождения мезонов на нейтроне и соответствующей спиновой асимметрии. Подобная задача с необходимостью требует наличия надежной теоретической модели. Результаты, полученные в диссертации, являются первыми существенными шагами в этом направлении.
5. Проведено исследование аналитической структуры амплитуды рассеяния в системе трех тел ηNN . Результаты исследований можно сформулировать в виде следующих тезисов:
- (a) Степень притяжения в системе ηN , а следовательно, и в трехчастичной системе ηNN , соответствующая физически разумным значениям параметров ηN взаимодействия, недостаточна для образования трехчастичного связанного состояния. Соответствующий полюс уходит с физического листа в нефизическую область, тем самым свидетельствуя о возможности существования лишь виртуального уровня в системе ηNN . Виртуальный полюс в амплитуде ηNN определяет важнейшие динамические особенности этой системы.
- (b) Сечение упругого ηd рассеяния обнаруживает резкий рост с приближением энергии к пороговому значению.
- (c) С ростом энергии диаграммы Арганда для первых парциальных волн имеют резонансное поведение в области возбуждения $S_{11}(1535)$ (траектории на диаграммах пересекают мнимую ось в направлении против часовой стрелки). В этой области амплитуда ηNN взаимодействия оказывается сильно неупругой, так что рассеяние приобретает дифракционный характер. В реакциях фоторождения η -мезонов этот эффект проявляется в сильном поглощении родившихся η -мезонов во внутренних областях ядра.
- (d) Вклад промежуточных πNN состояний в ηd рассеяние в области низких энергий незначителен и может быть исключен из рассмот-

рения. Причиной является большой характерный импульс промежуточного π -мезона q_π , вклад которого важен лишь для расстояний порядка $R \sim 1/q_\pi$, и поэтому подавлен вследствие относительно большой величины радиуса дейтрона.

- (e) Пертурбативный подход к ηNN взаимодействию, а также к ηd рассеянию, в котором учитываются лишь низшие порядки в ряде многократного рассеяния, не позволяет учесть существенные динамические свойства этой системы, а поэтому неприемлем в качестве метода исследования.
 - (f) Взаимодействие образующегося мезона с нуклонами ядра приводит к существенному увеличению s -волновой части амплитуды реакции. Как следствие, результаты обнаруживают значительный сдвиг интенсивности рождения η -мезонов в околопороговую область а также существенно изотропный характер угловых распределений η -мезонов.
 - (g) Короткодействующие механизмы, обусловленные, например, вкладом πNN состояний, играют в реакциях образования η -мезонов более важную роль, по сравнению с упругим рассеянием η - мезонов на ядрах. Результат объясняется большой величиной переданных импульсов, связанных с образованием мезона большой массы, и, как следствие, большим вкладом малых межнуклонных расстояний в амплитуду процесса.
6. Развита аппарат для решения задачи взаимодействия η - мезонов с системами трех нуклонов. Необходимые уравнения выведены непосредственно из уравнений Фаддеева-Якубовского для случая, когда затравочные NN и ηN взаимодействия имеют сепарабельный вид. Как и в случае трех частиц, сепарабельное представление ядер интегральных уравнений позволяет привести исходную задачу к системе уравнений, имеющих форму Липпманна-Швингера для случая многоканального рассеяния.
- (a) Рассмотрена адекватность применения модели оптического потенциала к η -ядерным явлениям. Продемонстрирована несостоятельность основных ее положений и необходимость использования точной четырехчастичной теории.
 - (b) Амплитуда ηN рассеяния претерпевает в ядре значительные изменения. Вследствие резонансного характера ηN взаимодействия, большое значение для η -ядерного рассеяния приобретает связь нуклонов в ядре, что приводит к неприменимости импульсного приближения

для соответствующего оптического потенциала. Следует ожидать, что этот эффект в более тяжелых ядрах будет усиливаться с возрастанием количества нуклонов.

- (с) Приближение когерентности, в котором пренебрегается вкладом виртуальных возбуждений ядра, адекватно описывает истинный процесс лишь в непосредственной близости к порогу рассеяния. Несмотря на относительную удаленность двух- и трехчастичного унитарных разрезов, вклад возбужденных состояний оказывается значительным. Как следствие, с ростом энергии полученное в когерентном приближении сечение заметно недооценивает его истинное значение, предсказываемое четырехчастичной моделью.

7. Исследовано взаимодействие η -мезонов с трехнуклонными ядрами в области энергий ниже первого неупругого порога и влияние этого взаимодействия на процессы фоторождения мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$.

- (а) Показано, что вследствие ηN притяжения в системе образуется виртуальное состояние с энергией приблизительно $E = (-2 + 2.5i)$ МэВ. Возможность образования связанного состояния наблюдается лишь для значений длины ηN рассеяния более 1 fm, что заметно превышает характерное значение 0.5 fm, следующее из современных анализов ηN взаимодействия.
- (б) В области низких энергий, в которой длина волны η - мезона остается большой, по сравнению со средним межнуклонным расстоянием в ядре, результаты для $\eta{}^3\text{He}$ рассеяния оказываются нечувствительными к деталям короткодействующих сил в NN секторе. В связи с этим, расчет основных характеристик рассеяния не требует привлечения рафинированных NN моделей, и хорошие результаты могут быть получены с использованием простейших нуклон-нуклонных потенциалов.
- (с) Взаимодействие в конечном состоянии оказывает решающее влияние на энергетическую зависимость сечений реакций $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \eta{}^3\text{He}$ и $\gamma{}^3\text{H} \rightarrow \eta{}^3\text{H}$. Наличие в системе η - $3N$ виртуального уровня с малой энергией приводит к сильному росту сечений в околопороговой области.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ

1. Трясучев В.А., Фикс А.И. Метод искаженных волн в координатном представлении для фотообразования η -мезонов на ядрах // Ядерная физика. – 1995. – N. 58. – С. 1247-1252.
2. Фикс А.И., Трясучев В.А. Фоторождение η -мезонов в реакции $d(\gamma, \eta)np$ // Ядерная физика. – 1997. – N. 60. – С. 41-44.
3. Трясучев В.А., Фикс А.И. Анализ DWIA-метода в применении к когерентным реакциям фоторождения мезонов на ядрах // Ядерная физика. – 1996. – N. 59. – С. 644-647.
4. Fix A., Arenhövel H. Influence of final state interaction on incoherent η photoproduction on the deuteron near threshold // Zeitschrift für Physik A. – 1997. – Vol. 359. – P. 427-434.
5. Fix A., Arenhövel H. Coherent η photoproduction on ^4He and ^{12}C in the near-threshold region // Nuclear Physics A. – 1997. – Vol. 620. – P. 457-474.
6. Fix A., Glavanakov I., Krechetov Yu. Photopion reactions on deltas preexisting in nuclei // Nuclear Physics A. – 1999. – Vol. 646. – P. 417-426.
7. Быстрицкий В.М., Главанаков И.В., Грабмаер П., Кречетов Ю.В., Сайгушкин О.К., Табаченко А.Н., Фикс А.И., Шувалов Е.Н. Оценка вероятности Δ^{++} компоненты в ядре ^{12}C // Письма ЖЭТФ. – 2001. – N. 73. – С. 513-516.
8. Bystritsky V.M., Fix A.I., Glavanakov I.V., Grabmayr P., Krechetov Yu.F., Saigushkin O.K., Shuvalov E.N., Tabachenko A.N. Search for the Δ^{++} components in ^{12}C ground state using $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+p)$ reaction // Nuclear Physics A. – 2002. – Vol. 705. – P. 55-72.
9. Fix A., Arenhövel H. Analysis of the low-energy ηNN dynamics within a three-body formalism // European Physical Journal A. – 2000. – Vol. 9. – P. 119-129.
10. Fix A., Arenhövel H. Three body analysis of incoherent η photoproduction on the deuteron in the near threshold region // Physics Letters B. – 20006. – Vol. 492. – P. 32-38.
11. Fix A., Arenhövel H. The ηNN system at low-energy within a three-body approach // Nuclear Physics A. – 2002. – Vol. 697. – P. 277-302.
12. Fix A., Arenhövel H. Three-body analysis of incoherent photoproduction of η -mesons on the deuteron near threshold // Few-Body System Suppl. – 2002. – Vol. 14. – P. 281-286.
13. Fix A., Arenhövel H. Interaction of η -mesons with a three-nucleon system // 7th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction, Cracow, Poland, 24-28 May 2002. (*Cracow 2002, Production, properties and interaction of mesons*, World Scientific 383-387).
14. Fix A., Arenhövel H. η -3N problem with separable interactions // Physical Review C. – 2002. – Vol. 66. – 024002 (1-11).
15. Arenhövel H., Darwish E., Fix A., Schwamb M. Present status of electromagnetic reactions on the deuteron above pion threshold // Modern Physics Letters A. – 2003. – Vol. 18. – P. 190-199.
16. Fix A., Arenhövel H. Low-energy scattering and photoproduction of η -mesons on three body nuclei // Physical Review C. – 2003. – Vol. 68. – 044002 (1-13).
17. Fix A., Arenhövel H. Do we understand the ηN interaction from the near threshold η photoproduction on the deuteron? // European Physical Journal A. – 2004. – Vol. 19. – P. 275-282.

18. Fix A., Arenhövel H. Final state interaction effects in η photoproduction on two- and three-body nuclei // Nuclear Physics A. – 2004. – Vol. 737. – P. S167-S169.
19. Fix A., Arenhövel H. Final state interaction in the reaction $NN \rightarrow \eta NN$ // Physical Review C. – 2004. – Vol. 69. – 014001 (1-9).
20. Arenhövel H., Fix A., Schwamb M. Spin asymmetry and GDH sum rule for real and virtual photons // Proceedings of the 3rd International Symposium on the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule and its Extensions (GDH 2004), Norfolk, Virginia 1-5 Jun 2004 (World Scientific 83- 87).
21. Arenhövel H., Fix A., Schwamb M. Spin asymmetry and Gerasimov-Drell-Hearn sum rule for the deuteron // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 93. – 202301 (1-4).
22. Strauch S., Berman B., Adams G., *et al.* Beam helicity asymmetries in double pion photoproduction on the proton // Physical Review Letters – 2005. – Vol. 95. – 162003 (1-5).
23. Fix A., Arenhövel H. Double pion photoproduction on nucleon and deuteron // European Physical Journal A. – 2005. – Vol. 25. – P. 115-135.
24. Arenhövel H., Fix A. Incoherent pion photoproduction on the deuteron. Formal expressions // Physical Review C. – 2006. – Vol. 72. – 064004 (1-9).
25. Fix A., Arenhövel H. Incoherent pion photoproduction on the deuteron. Influence of final state rescattering // Physical Review C. – 2006. – Vol. 72. – 064005 (1-21).
26. Fix A. Signature of the ηNN configurations in coherent π^0 photoproduction on the deuteron // European Physical Journal A. – 2006. – Vol. 26 (2). – P. 293-299.

Подписано в печать . .06
Формат 60×90 1/16. Усл.Печ.Л. 1,5. Уч.-изд.л. 1,8.
Тираж 100 экз. Заказ 24. Бесплатно

Ротапринт ТПУ
634034, Томск, пр. Ленина 30