

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Дельта-изобара в ядрах (обзор экспериментальных данных)

К.Н. Мухин, О.О. Патаракин

Дается обзор экспериментальных работ и элементарной теории по электромагнитному и адронному возбуждению Δ -изобары в ядрах. Описана история возникновения представлений о ненуклонных степенях свободы от квазинуклона и пиона до кварков и глюонов, показана роль Δ -изобарных возбуждений. Рассмотрены методика работ с пучками γ -квантов, электронов, протонов, π -мезонов и ядер, конструкции детекторов и мишеней. Сделаны предварительные выводы о механизмах Δ -возбуждения. Обсуждаются вопросы, требующие дополнительной разработки, а также направления дальнейших исследований и желательные новые эксперименты.

PACS numbers: 25.10. + s, 24.30.Gd, 29.90. + r

Содержание

1. Введение (841).
2. История вопроса о ненуклонных степенях свободы ядра (842).
 - 2.1. Трудности моделей ядра с нуклонными степенями свободы.
 - 2.2. Единая микроскопическая теория ядра и квазинуклоны.
 - 2.3. Кванты ядерного взаимодействия. Мезонные теории.
 - 2.4. Модель кварков и квантовая хромодинамика. 2.5. Дельта-дырочная степень свободы ядра.
3. Электромагнитное возбуждение ядерной Δ -изобары (849).
 - 3.1. Механизмы взаимодействия γ -квантов с нуклонами и ядрами в области промежуточных энергий ($100 < E_\gamma < 500$ МэВ). Основные диаграммы. 3.2. Источники γ -квантов промежуточных энергий. 3.3. Полное сечение фотопоглощения при $10 < E_\gamma < 2 \cdot 10^5$ МэВ. 3.4. Парциальные реакции фоторождения адронов. 3.5. Электромагнитное возбуждение ядерной Δ -изобары виртуальными и реальными фотонами.
4. Возбуждение ядерной Δ -изобары в ядро-ядерных и адрон-ядерных взаимодействиях (860).
 - 4.1. Реакция ($^3\text{He}, t$)-перезарядки. 4.2. Реакции (p, n)-перезарядки. 4.3. Реакции Δ -возбуждения ядер под действием тяжелых релятивистских ионов. 4.4. Реакции (π^\pm, π^0)-перезарядки. 4.5. Эксклюзивные эксперименты.
5. Попытки теоретической интерпретации (872).
 - 5.1. Квазисвободный механизм Δ -возбуждения ядра. 5.2. Коллективные механизмы возбуждения ядерной Δ -изобары. 5.3. Примеры конкретных теоретических подходов. 5.4. Экзотические Δ -состояния в ядре. 5.5. Возможности существования в ядрах коллективного возбуждения других барионных резонансов.
6. Заключение (883).
- Список литературы (884).

К.Н. Мухин, О.О. Патаракин. Российский научный центр "Курчатовский институт", Институт общей и ядерной физики 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Тел. (095) 196-76-63 Факс (095) 196-91-33, E-mail: patarak@nuc53.kiae.su

Статья поступила 15 августа 1994 г., после доработки 9 марта 1995 г.

1. Введение

Одной из важнейших задач современной ядерной физики является изучение ненуклонных степеней свободы ядра. Пройден большой путь от квазинуклона и пиона к пионным и барионным резонансам, партонам, кваркам и глюонам. Почти каждый этап этого пути в свое время подробно освещался в основополагающих работах и обзорах, в том числе вполне популярных. Исключением является, пожалуй, только вопрос о роли барионных резонансов и, конкретно, о возбуждении $\Delta(1232)$ -изобары в ядерном веществе (в дальнейшем для краткости мы будем называть это возбуждение ядерной Δ -изобарой или Δ -изобарой в ядре). Обзоров на эту тему относительно немного, они обычно освещают только часть проблемы и рассчитаны в основном на узких специалистов (см., например, [1–3]). Между тем ядерная Δ -изобара в настоящее время все сильнее привлекает внимание физиков как экспериментаторов, так и теоретиков. Первых — возможностью ее возбуждения в самых разнообразных сильных и электромагнитных ядерных процессах с участием пионов, нуклонов, ядер, фотонов, электронов. Вторых — нетривиальностью получаемых результатов и многообразием возможных способов их интерпретации, которая пока, к сожалению, неоднозначна.

Настоящий обзор представляет собой попытку достаточно популярного (рассчитанного на всех физиков, независимо от их узкой специализации) изложения экспериментальной информации о состоянии вопроса относительно Δ -изобарной степени свободы в ядре. Материал обзора распределен по разделам следующим образом. В разделе 2 кратко рассказано об исторической необходимости введения той или иной ненуклонной степени свободы для описания структуры ядра, свойств ядерных сил и особенностей протекания ядерных реакций; приведены основные параметры соответствующих частиц (квазинуклонов, π -, σ -, ρ -, ω -, ϕ -мезонов, Δ -

изобары, партонов, кварков, глюонов); охарактеризована степень реальности проявления их существования в ядре; дана краткая характеристика некоторых обсуждаемых сегодня моделей ядра и теорий ядерных сил в плане сравнения их между собой.

Материал этого раздела практически не содержит новой информации, поскольку ее можно найти во многих хорошо известных источниках. Однако будучи собранной воедино, эта информация может оказаться полезной в качестве своеобразного введения в рассматриваемую проблематику и краткого напоминания о сущности некоторых понятий, моделей, теорий и т.п., которые используются или упоминаются в следующих разделах. В заключение раздела 2 подчеркивается особое значение изучения Δ -изобарной степени свободы ядра в связи с актуальностью исследования спин-изоспиновых возбуждений и коллективных состояний ядра.

Авторы выражают надежду, что просмотр раздела 2 обзора поможет читателю — неспециалисту по рассматриваемой проблематике без затруднений прочесть и остальные разделы и что обзор в целом будет способствовать пробуждению желания глубже изучить предмет с помощью более специальных источников. Нам кажется, что на русском языке наилучшим из них является обзор [3], в котором особенно хорошо проанализирована реакция перезарядки ($^3\text{He}, t$) и четко определено понятие коллективного механизма возбуждения Δ -изобары в ядре, а также дан подробный обзор теоретических работ.

Логика построения остальных разделов настоящей работы такова: в разделе 3 рассмотрены процессы фото- и электровозбуждения ядерной Δ -изобары. Здесь обсуждаются механизмы фотоядерных реакций в области промежуточных энергий γ -квантов, источники реальных и виртуальных γ -квантов, работа на пучках с тормозным спектром, на пучках меченых фотонов и на электронных пучках, экспериментальные данные по полному сечению фотопоглощения и парциальным реакциям фоторождения адронов, проблема изменения параметров ядерного Δ -максимума по сравнению с нуклонным и возможные причины этого изменения. Из косвенных соображений делается вывод о возможном существовании коллективного механизма возбуждения ядерной Δ -изобары, который конкурирует с квазисвободным.

Раздел 4 посвящен процессам возбуждения ядерной Δ -изобары в ядро-ядерных и адрон-ядерных взаимодействиях типа перезарядки ионов, нуклонов и пионов, соответствующей экспериментальной методике (пучки, установки, мишени), обсуждению изменения параметров ядерного Δ -максимума по сравнению со случаями свободного и квазисвободного возбуждения Δ -изобары, а также экспериментальному доказательству существования коллективных эффектов.

По ходу изложения материала этого раздела рассматриваются механизмы образования ядерной Δ -изобары в зависимости от типа и энергии падающих частиц, роль фермиевского движения и энергии связи ядерных нуклонов, роль взаимодействия в конечном состоянии, вопросы поверхностного и глубинного характера образования Δ -изобары, соотношение мезонных и безмезонных каналов девозбуждения.

В разделе 5 дано элементарное представление о существующих в настоящее время простейших теоретических концепциях, опирающихся на дельта-дырочную

(Δ - h) модель. Здесь рассмотрены квазисвободный и коллективный механизмы возбуждения ядерной Δ -изобары, основные положения Δ - h -модели и особенно ее применения к различным первичным частицам, спин-продольный и спин-поперечный отклики ядра; сдвиг энергии Δ -максимума в Δ - h -модели с π -обменом, связь с оптической теоремой. Обсуждаются вопросы об энергии связи Δ -изобары, Δ - N -взаимодействия, Δ -ядерного потенциала, гипотеза о возможности существования 2Δ -состояний и Δ -боллов и др. Более подробно рассмотрены некоторые теоретические работы последнего десятилетия как опирающиеся на современные инклюзивные и эксклюзивные эксперименты, так и чисто расчетные. Эти расчеты, сделанные совсем недавно, пока не в полной мере подкреплены экспериментально, но позволяют наметить очень интересную и многообещающую программу новых исследований. Релятивистские и близкие к ним киральные модели в обзоре не рассматриваются.

Заключительный раздел 6 обзора посвящен обсуждению результатов, полученных на сегодня, и экспериментов, которые желательно поставить в ближайшем будущем.

В обзоре использованы материалы статей и докладов на Международных конференциях до 1993 г. включительно, а также отдельные работы 1994 г., с которыми авторам удалось познакомиться на последнем этапе работы над рукописью.

2. История вопроса о нуклонных степенях свободы ядра

2.1. Трудности моделей ядра с нуклонными степенями свободы

С 1932 г., когда был открыт нейтрон, в ядерной физике прочно утвердилась протон-нейтронная модель атомного ядра, которая блестяще расправилась с непреодолимыми, казалось бы, трудностями протон-электронной модели и на первых порах вполне удовлетворительно объясняла основные свойства ядра и закономерности ядерных реакций. В основу всех конкретных модельных построений было положено представление о нуклонных степенях свободы ядра, т.е. об особенностях поведения протонов и нейтронов, которые под действием некоторых сил (ядерных, электромагнитных, слабых) могут объединяться в ядра, рассеиваться друг на друге, вызывать ядерные реакции и др. При этом ядерные силы рассматривались чисто феноменологически. Однако, когда первоначальная эйфория от успехов протон-нейтронной модели несколько ослабла, физики почувствовали недостаточность одних только нуклонных степеней свободы для описания ядерных явлений. Сначала это проявлялось в том, что конкретные варианты чисто нуклонных моделей ядра оказались противоречащими друг другу в своих основах.

Наиболее наглядно это можно продемонстрировать на примере сравнения двух ранних моделей ядра — капельной (Н. Бор, Дж. Уилер, Я.И. Френкель, 1939 г.) и оболочечной (М. Гепперт-Майер, И.Х.Д. Йенсен, 1949–1950 гг.). В основе первой из них лежит представление о сильном взаимодействии между нуклонами, в основе второй — представление о независимом движении невзаимодействующих между собой нуклонов в некото-

ром самосогласованном потенциальном поле. Между тем обе модели объясняют очень широкий круг ядерных явлений в своей области применимости. Напомним хотя бы физику деления для первой модели и свойства магических и околomagических ядер, а также существование островов изомерии для второй.

Аналогичная ситуация возникла и при описании ядерных реакций. В этом случае также существуют модели, опирающиеся на представление о сильном взаимодействии между нуклонами (составное ядро Бора, 1936 г.) и представление о движении невзаимодействующих нуклонов в самосогласованном потенциальном поле (оптическая модель ядерных реакций, 1954 г.). Фундаментом оптической модели является оболочечная модель, однако в отличие от нее в оптической модели рассматривается комплексный потенциал, реальная часть которого описывает упругое рассеяние, а мнимая — поглощение и упругое дифракционное рассеяние.

Сначала описанные противоречия разных моделей преодолевались путем компромиссов. Так, некоторое смягчение противоречий между капельной и оболочечной моделями было достигнуто в обобщенной модели ядра (1950–1953 гг.), которая использовала достижения каждой из них. В основе обобщенной модели лежит представление о внутреннем остова ядра, состоящем из сильно взаимодействующих нуклонов замкнутых оболочек (вклад капельной модели) и внешних нуклонов, движущихся в поле этого остова (вклад модели оболочек). Взаимное воздействие остова и внешних нуклонов (а это основная идея новой модели) приводит к деформации ядра, изменению характера одночастичных уровней и появлению новых — коллективных (но по-прежнему нуклонных) — степеней свободы ядра, связанных с вращением и колебанием остова. Наиболее ярко выраженной степенью коллективного возбуждения ядра являются гигантские резонансы, т.е. коллективные колебания всех его нуклонов.

Идея деформации ядра была высказана Дж. Рейнуотером, О. Бором и Б. Моттельсоном в 1950 г. Однако представление о коллективном движении нуклонов восходит еще к Н. Бору, который, в частности, предсказывал вращательное движение ядра и обсуждал природу дипольного гигантского резонанса еще в 1937 г. [4]¹. Исключительная роль идей Н. Бора в становлении и развитии ядерной физики, в том числе и в наши дни, наиболее полно обрисована в работе [6], посвященной 100-летию со дня рождения великого физика.

Последующие усовершенствования моделей ядра основаны на выделении остаточного взаимодействия между внешними нуклонами (сверхэффекта от самосогласованного потенциала), которое приводит к корреляциям в их движении. Общее название этих моделей — модели парных корреляций [7].

Модель парных корреляций, основанная на выделении конкретной разновидности остаточного взаимодействия — короткодействующих парных сил притяжения между нуклонами с одинаковыми энергиями и моментами (при противоположных по знаку проекциях), называется сверхтекучей. В этом случае корреляции нуклонов имеют специфический характер, аналогичный куперовским парам электронов в металлах. Математический

аппарат теории парных корреляций сверхпроводящего типа был разработан С.Т. Беляевым и В.Г. Соловьевым [8, 9]. Сверхтекучая модель объясняет наличие широкой энергетической щели вблизи основного состояния для неротационных уровней четно-четных ядер, аномально малый момент инерции у этих ядер и т.д.

Усовершенствовались не только модели ядра, но и модели ядерных реакций. Так, например, более точным приближением оптической модели для описания взаимодействия быстрых частиц является выражение полной амплитуды рассеяния через амплитуды рассеяния на отдельных нуклонах. Соответствующая теория называется теорией многократного рассеяния или теорией Глаубера [10–12].

2.2. Единая микроскопическая теория ядра и квазинуклоны

Усовершенствованные нуклонные модели ядра и ядерных реакций имеют много достоинств и до сих пор используются для интерпретации ядерных процессов (см., например, разделы 4 и 5 обзора, где упоминается теория Глаубера). Однако физиков уже давно смущала противоречивость основных положений, на которых зиждятся эти модели. Казалось неестественным, что одинаково "правильные" (в смысле объяснения экспериментальных фактов) модели опираются на совершенно различные и противоречащие друг другу основные положения. Так возникла идея создания единой микроскопической модели ядра, в основе которой должен был лежать наиболее общий принцип взаимодействия нуклонов, разные вариации которого могли бы привести к различным моделям без их взаимного противоречия.

В качестве такого принципиально нового подхода к созданию единой микроскопической модели ядра была выбрана теория ферми-жидкости, развитая в 1956–1957 гг. Л.Д. Ландау [13]. В этой теории в фермиевский идеальный газ из невзаимодействующих частиц было введено взаимодействие, которое по мысли Ландау не должно было заметным образом сказаться на распределении частиц по импульсу, характерном для идеального ферми-газа (заполнение всех состояний вплоть до границы Ферми). Правильность этого предположения, казавшегося сомнительным для сильного взаимодействия между частицами, была доказана А.Б. Мигдалом, который вместе с В.М. Галицким построил строгую теорию ферми-жидкости [14], распространив ее на конечные ферми-системы и, в частности, на атомные ядра [15]. Учет взаимодействия между нуклонами потребовал в связи с запретом Паули введения в рассмотрение переходов (реальных и виртуальных) нуклонов за пределы границы Ферми с одновременным образованием дырок в нижних заполненных состояниях потенциальной ямы.

Так появилась простейшая ненуклонная, точнее нуклон-дырочная, степень свободы ядра. Поскольку взаимодействие между нуклонами сильное, вероятность образования и последующей аннигиляции виртуальных нуклон-дырочных пар достаточно велика, так что в движении фактически участвуют многие нуклоны ядра, т.е. нуклон становится квазичастицей (квазинуклоном). Время жизни квазинуклона зависит от его энергии ε , отсчитываемой от уровня Ферми ε_F . Однако квазинуклон, как и нуклон, имеет полужелый спин, подчиняется принципу Паули и, следовательно, подобно нуклонам в схеме без взаимодействия может при определенных

¹ Конкретное предсказание существования и положения гигантского дипольного резонанса было сделано А.Б. Мигдалом в 1944 г. [5].

условиях (достаточно большое время жизни при малой энергии) участвовать в независимом одночастичном движении (газ из квазичастиц).

Таким образом, учет сильного взаимодействия между нуклонами, приводящий к необходимости замены нуклона на квазинуклон, не нарушает модели ядерных оболочек. В новой оболочечной модели вместо нуклона в самосогласованном потенциальном поле движется достаточно долгоживущий квазинуклон. При этом сохраняются как квантовые числа уровней, так и порядок их заполнения, т.е. новая модель по-прежнему хорошо объясняет свойства магических и околомагических ядер. Вместе с тем устраняется противоречие этой модели с моделью жидкой капли, основанной на сильном взаимодействии, которое для нуклонов (не квазинуклонов) остается.

Можно показать, что введение представления о квазинуклонах и квазидырках позволяет согласовать между собой и другие модели ядра и ядерных реакций. Например, оптическая модель ядерных реакций, которая раньше опиралась на старую (нуклонную) модель ядерных оболочек (но с комплексным потенциалом), теперь опирается на новую (квазинуклонную) оболочечную модель (также с комплексным потенциалом). То же относится и к коллективным процессам обобщенной модели типа гигантских резонансов, которые естественным образом описываются введением взаимодействия между квазинуклонами: первоначально образовавшаяся под внешним воздействием квазинуклон-дырочная пара, аннигилируя, преобразуется в другую пару, та в третью и т.д., что приводит к большой вероятности возбуждения ядра. В качестве одного из примеров успешного применения теории конечных ферми-систем в этой области можно назвать предсказание правильного положения и некоторых свойств гамов-теллеровского резонанса для сферических ядер [16–18].

Аналогично, микроскопическая модель парных корреляций опирается на особенности взаимодействия двух квазинуклонов, находящихся над границей Ферми в зависимости от импульса, спина и изоспина пары. В частности, основой сверхтекучей модели является взаимное притяжение двух квазинуклонов с нулевыми полным импульсом и полным спином.

Важно подчеркнуть, что теория конечных ферми-систем, опирающаяся на представление о квазинуклоне, получает многочисленные ядерные характеристики с единой точки зрения, при использовании одинаковых параметров для всех ядер. К этим характеристикам относятся и энергия связи, и спектры низколежащих возбужденных состояний, и магнитные моменты, и вероятности β -распада и электромагнитных переходов, и сечения рассеяния электронов, и многое другое.

2.3. Кванты ядерного взаимодействия.

Мезонные теории

Если представление о квазинуклоне вошло в физику ядра в результате развития ядерных моделей, то представление о других ненуклонных степенях свободы ядра возникло в результате развития взглядов на природу ядерных сил.

Впервые мезонная степень свободы была предсказана теоретически в 1935 г. Х.Юкавой [19], который для объяснения природы ядерных сил предположил существование бозона с массой $\simeq 100$ МэВ. Как известно, в

1947 г. частица с примерно такой массой (140 МэВ) была открыта экспериментально и названа π -мезоном. π -мезон (пион) имеет три зарядовых состояния (π^+ , π^- , π^0). Это изовекторный ($T=1$) псевдоскаляр ($J^P=0^-$) с отрицательной G -четностью и нулевым барионным зарядом ($B=0$); π^0 -мезон имеет положительную зарядовую четность. По характеру своего взаимодействия с другими частицами π -мезон классифицируется как легчайший адрон. Он сильным образом взаимодействует с другими адронами (в том числе с самим собой), но (из-за минимальной массы среди адронов) распадается по слабому или электромагнитному каналу. Зарядовый радиус пиона $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,66 \pm 0,01) \cdot 10^{-13}$ см.

Основные свойства π -мезона (участие в сильном взаимодействии и подходящая масса) позволили считать его квантом сильного ядерного взаимодействия между нуклонами в ядре. Наглядно это видно из совпадения комптоновской длины волны π -мезона $\lambda_\pi^{\text{compt}} = \hbar/m_\pi c = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см с определенным из других соображений радиусом действия ядерных сил r_{nucl} .

Мезонные теории ядерных сил строились по аналогии с квантовой электродинамикой, однако в отличие от последней, которая в связи с малостью безразмерной константы $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137 \ll 1$ позволяет с исключительно высокой точностью учитывать методами теории возмущений вклад во взаимодействие, вносимый виртуальными фотонами (радиационные поправки), в мезонных теориях (где соответствующая константа $f^2 \approx 1$) такой возможности нет. Поправки, вносимые виртуальными π -мезонами, настолько велики, что использовать для их оценки теорию возмущений нельзя. Поэтому точной мезонной теории ядерных сил не существует.

Вместе с тем подход, развитый в одном из конкретных вариантов мезонной теории (учитывающей свойства нуклона и π -мезона), привел к константе $(\pi-N)$ -взаимодействия $f^2 = 0,08 \ll 1$, что позволило рассмотреть некоторые явления в первом порядке теории возмущений. Такой подход носит название "приближение однопионного обмена" (приближение ОПО). Таким способом удалось, например, получить неплохо согласующиеся с экспериментальными результатами данные о $(N-N)$ - и $(\pi-N)$ -рассеянии и даже оценить сечение $(\pi-\pi)$ -рассеяния, которое из-за отсутствия π -мезонной мишени и встречных пионных пучков невозможно получить в прямых экспериментах. Приближение ОПО используется и в современных теориях (см. раздел 5 обзора).

Безотносительно к точности результатов, даваемых мезонными теориями ядерных сил, ясно, что значение пионной составляющей в ядерном взаимодействии велико и многообразно. Достаточно упомянуть, что π -мезоны участвуют в процессах перезарядки ядерных нуклонов, образовании в ядре пионных резонансов, в процессе дипионного обмена и др. Взаимодействие пионов и нуклонов с нуклонами и ядрами приводит к множественному образованию пионов с большими сечениями, к перезарядке пионов и др. Несколько ниже мы напомним о некоторых специфических проявлениях π -мезонного поля в ядре (участие в коллективных спин-изоспиновых возбуждениях, π -конденсат, барионные солитоны). Однако в вопросе о мезонной теории ядерных сил есть и другая сторона, заключающаяся в том, что с помощью одних только π -мезонов не удастся

объяснить свойства ядерных сил не только количественно, но и качественно.

Известно, например, что на упомянутом выше состоянии $r_{\text{nucl}} = \lambda_{\pi}^{\text{compt}} = \hbar/m_{\pi}c$ и несколько меньших ядерных сил носят характер притяжения, а на совсем малых ($< 0,5 \cdot 10^{-13}$ см) — характер отталкивания. Для объяснения последнего свойства нужны другие частицы — векторные мезоны с массой около 800 МэВ. Наглядно векторный характер новых мезонов прослеживается из аналогии отталкивания двух нуклонов с одинаковыми барионными зарядами с отталкиванием двух одноименных электрических зарядов, которое осуществляется с помощью векторной же частицы — фотона.

Кроме векторных мезонов, мезонная модель ядерных сил требует для объяснения притяжения в области промежуточных расстояний введения скалярного ($J^{\pi} = 0^{+}$) σ -мезона с массой около 500 МэВ. Векторные мезоны с подходящими свойствами были действительно открыты в составе мезонного нонета 1^{-} . Это ρ -резонанс с массой $m_{\rho} = 770$ МэВ, $T^G = 1^{+}$, $\Gamma = 150$ МэВ, распадающийся на два пиона; ω -резонанс с массой $m_{\omega} = 783$ МэВ, $T^G = 0^{-}$, $\Gamma = 8,5$ МэВ с доминирующей схемой распада $\omega \rightarrow 3\pi$ и ϕ -резонанс с массой 1020 МэВ, $T^G = 0^{-}$, $\Gamma = 4,2$ МэВ, который преимущественно распадается по схеме $\phi \rightarrow K\bar{K}$. Что касается σ -мезона, то он вводится в теорию формально, как скоррелированная пара π -мезонов.

Введение в мезонные теории ядерных сил нескольких ядерных квантов не противоречит современной квантовой теории поля, согласно которой каждая физическая частица окружена облаком виртуальных квантов тех полей, с которыми она взаимодействует. Плотность облака тем больше, чем сильнее соответствующее взаимодействие. У нуклона, который участвует во всех ядерных взаимодействиях, наиболее плотным облаком является адронное. Его периферическая часть состоит из виртуальных π -мезонов, отвечающих за самую дальнюю действующую часть ядерных сил притяжения, затем идут σ -мезоны, отвечающие за притяжение в промежуточной области, а еще ближе к центру — векторные мезоны, ответственные за короткодействующие силы отталкивания. В такой форме феноменологические мезонные модели до сих пор используются для описания адронного взаимодействия, однако наилучшие результаты они дают только для его периферической области. Поэтому обычно, когда говорят о мезонной степени свободы ядра, имеют в виду ее пионную составляющую.

2.3.1. Пионные степени свободы в ядре. Проблема существования π -конденсата и сверхплотных ядер. Особенно глубокое изучение пионной степени свободы в ядре началось в 70-х годах в связи с проблемой π -конденсата, впервые сформулированной А.Б. Мигдалом [20–22]. А.Б. Мигдал рассмотрел поляризацию ядерного вещества под действием существующего в нем π -мезонного поля, приводящую к возбуждениям в ферми-заполнении нуклон-дырочных и Δ -дырочных состояний с пионными квантовыми числами, и показал, что при плотности нуклонов ρ выше некоторой критической ($\rho > \rho_c$) ядерное вещество становится неустойчивым по отношению к образованию π -мезонов. Поскольку π -мезоны — бозоны, они будут накапливаться в энергетически выгодном состоянии, образуя так называемый π -конденсат, взаимодействие которого с нуклонной средой может приво-

дить к изменению уравнения состояния ядерного вещества². Согласно Мигдалу π -конденсат должен изменять свойства ядерного вещества таким образом ("смягчать" отталкивание на малых расстояниях), что на кривой энергия–плотность может появиться второй минимум, соответствующий сверхплотному состоянию. В принципе, возможно как $\rho_c > \rho_0$, так и $\rho_c < \rho_0$. Критическая плотность ρ_c зависит от корреляционного параметра g' , отвечающего за короткодействующее отталкивание. При малых значениях этого параметра ($g' \approx 0,3$) π -конденсация возможна при $\rho_c \leq \rho_0$. С ростом g' отношение ρ_c/ρ_0 растет³.

Из первых оценок А.Б. Мигдала следовало, что π -конденсация, возможно, уже существует в реальных ядрах с ($\rho_c = \rho_0$). Однако в 1981 г. в обзоре [25] в результате анализа совокупности выполненных экспериментов был сделан вывод о том, что, по-видимому, это неверно, и что π -конденсат в нормальных ядрах отсутствует, т.е. притяжение от π -обмена уравнивается отталкиванием от g' . Из этого факта, а также из некоторых других экспериментальных данных следует, что реалистическое значение этого параметра равно $g' = 0,7$ и ему соответствует $\rho_c \approx 3\rho_0$. Такую ядерную плотность можно надеяться получить в опытах по ядроядерным соударениям при релятивистских энергиях.

Отсутствие π -конденсата в нормальных ядрах не исключает их близости к точке π -конденсатной неустойчивости. В частности, в 1983 г. в работе [26] было показано, что предкритические явления в ядерной материи могут привести к возрастанию (при определенных значениях переданного импульса) сечения реакции (π , 2π) на ядрах, и такой эксперимент был в том же году запроектирован [27]. Возможным подтверждением этого предсказания является обнаружение в 1991 г. [28] усиления выхода пионов в реакции (π , 2π) на ядрах Fe и Ti для событий с переданным импульсом 250 МэВ/с и малой переданной энергией. Интерес к проблеме π -конденсата сохраняется до сих пор, что проявляется в проектах новых экспериментов, включающих поиск эффектов, чувствительных к предкритическим явлениям (например, [29, 30]).

2.3.2. Киральные модели. Модель Скирма. Новые весьма широкие и подчас даже неожиданные возможности открылись перед использованием мезонных степеней свободы сравнительно недавно в результате последовательной разработки киральных моделей и, в частности, модели Скирма [31, 32], предложенной еще в начале 60-х годов (первоначальные идеи относятся даже к середине 50-х [33]). Схема Скирма является одним из примеров теоретико-полевой модели протяженных объектов (барионов, ядер) и их свойств. За основу модели берется нелинейный киральный мезонный лагранжиан, который приводит к решениям уравнения Эйлера–Лагранжа типа топологических солитонов (скирмионов), т.е. локализованных объектов конечных размеров, в частности барио-

² Для изучения столь экзотического состояния ядерной материи, как π -конденсат (т.е. $\pi\pi$ -взаимодействие в нуклонной среде), можно опираться на уже переставшие быть экзотикой результаты исследования вакуумных параметров $\pi\pi$ -рассеяния (см., например, [23, 24]).

³ Параметр g' часто называют корреляционным параметром Ландау–Мигдала. В теории рассматриваются параметры g' для NN -взаимодействия (g'_{NN}), для процессов $NN \rightarrow N\Delta$ и $N\Delta \rightarrow N\Delta$ ($g'_{N\Delta}$ и $g'_{\Delta\Delta}$ соответственно). Мы встретимся с этими параметрами в разделе 5.

нов. Таким образом, нелинейный характер взаимодействия легких мезонных (т.е. бозонных) полей (барионное число равно нулю) позволяет получить тяжелые частицы (барионное число равно единице) со свойствами фермионов. Другими словами, масса бариона имеет пионное происхождение. В соответствии с одной из ранних работ Скирма [33] ядро состоит из электрически нейтральной "пионной жидкости", флуктуации плотности которой приводят к возникновению массы ядерного нуклона. В работе [34] показано, что из данных о фазах $\pi\pi$ -рассеяния получается довольно близкое к экспериментальному значение массы протона (0,85 ГэВ). Модель Скирма с успехом применялась для описания ядерной материи, анализа многих задач теории сильного взаимодействия и, в частности, нуклон-нуклонных сил, мезон-нуклонного рассеяния и мезонных обменных токов, а также статических свойств нуклонов [35]. В квантовой хромодинамике модель Скирма используется для описания области низких энергий (киральная модель мешков; см., например, [36]).

2.3.3. Формфакторы нуклонов и партонная модель. Для описания сильного ядерного взаимодействия при энергиях ≥ 1 ГэВ нуклонной (квазинуклонной), пионной и других мезонных (резонансных) степеней свободы ядра оказывается недостаточно, так как в этой области энергий должно сказываться влияние внутренней структуры этих частиц. Впервые существование внутренней структуры нуклонов предположил Ферми, который ввел представление о π -мезонном облаке нуклонов радиусом r_{π}^{comp} , определяющем аномальную часть их магнитных моментов. Эта наглядная модель позволила получить взаимно согласующиеся между собой и с представлением о нуклонах как о членах изодублета значения их магнитных моментов и распределение электрических зарядов.

Первые экспериментальные попытки обнаружения распределенного заряда в нейтроне также восходят к Ферми (1947 г.), однако более убедительные данные о внутренней структуре нуклонов были получены в результате серии опытов Хофштадтера [37]. Эти опыты привели к надежному экспериментальному обнаружению у нуклонов пространственного распределения электрического заряда и магнитного момента, что потребовало введения формфакторов, т.е. отказа от представления о точечности нуклонов. Нуклон пока еще сохранил свойство элементарности, но приобрел свойство протяженности. Из поведения формфакторов нуклонов следует, что их радиус равен $0,86 \cdot 10^{-13}$ см.

Следующий шаг в познании структуры нуклона был сделан в 1969 г. Р. Фейнманом, который из специфики поведения формфактора, характеризующего глубоко неупругое рассеяние электронов на протоне, пришел к выводу о существовании внутри нуклонов виртуальных точечных слабо взаимодействующих субэлементарных частиц — партонов [38]. Таким образом, согласно партонной модели нуклон — не элементарная, а составная частица. Это заключение подтверждается линейной энергетической зависимостью сечения неупругого рассеяния нейтрино на нуклоне и независимостью от энергии отношения сечений e^+e^- -аннигиляции в адроны и в мюоны. Позднее партоны были отождествлены с уже довольно давно (в 1964 г.) предложенными Гелл-Манном [39] и Цвейгом [40] другими субчастицами — кварками.

2.4. Модель кварков и квантовая хромодинамика

Напомним, что кварками называются полугипотетические (так как в свободном виде они не обнаружены), полуэкспериментальные (так как их существование доказано в косвенных экспериментах) частицы с дробными барионным ($B = +1/3$) и электрическим ($q = (+2/3)e$ и $q = (-1/3)e$) зарядами и полужелым спином. Всего известно шесть типов (ароматов) кварков, причем существование пяти из них (u, d, s, c, b) убедительно подтверждено экспериментально, а существование шестого (t) вытекает из теоретических соображений⁴. Первые два кварка (u -кварк с $q = (+2/3)e$, $T = 1/2$, $T_3 = +1/2$, и d -кварк с $q = (-1/3)e$, $T = 1/2$, $T_3 = -1/2$) формируют нестранные адроны; остальные, имеющие соответствующие дополнительные квантовые числа, участвуют в формировании странных (s), очарованных (c) и прелестных (b) частиц. Любой барион состоит из трех кварков ($p = uud$, $n = udd$, $\Delta^{++} = uuu$, $\Omega^- = sss$ и т.п.), антибарион из трех антикварков (квантовые числа которых противоположны по знаку квантовым числам соответствующих кварков), мезон — из кварка и антикварка, которые связаны между собой очень сильным взаимодействием (гораздо сильнее адронного). Полное число кварков сохраняется во всех видах взаимодействий, число кварков с данным ароматом — только в сильном и электромагнитном. Каждый тип кварка имеет три разновидности, которые условно называются цветом (красный, синий, зеленый) [43–47]. Антикварк характеризуется тремя антицветами (антикрасный и т.п.). Цвет несет две смысловые нагрузки. Во-первых, он как новое квантовое число обеспечивает антисимметризацию волновой функции барионов, состоящих из трех кварков — фермионов; во-вторых, он является аналогом электрического заряда в электромагнитном взаимодействии (цветовой заряд). Согласно современной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамике (КХД) — взаимодействие между кварками реализуется при помощи восьми векторных частиц — глюонов ($m = 0$, $q = 0$, $T = 0$, $J^{PC} = 1^{--}$), источниками которых являющиеся цветные кварки. В отличие от незаряженных фотонов глюоны, так же как и кварки, "заряжены" цветом, т.е. они могут порождать другие глюоны и взаимодействовать между собой.

Из-за специфики кварк-глюонного взаимодействия эффективный цветовой заряд кварка невелик вблизи него, но быстро растет по мере удаления (антиэкранировка). В связи с этим взаимодействие между кварками на очень малых расстояниях практически отсутствует (сравните со свойствами партонов). Это свойство называется асимптотической свободой [48, 49]. На больших расстояниях (порядка радиуса адрона) взаимодействие, наоборот, становится настолько велико, что кварки оказываются запертыми в адронах ("конфайнмент" [50,

⁴ В 1994 г. были опубликованы две работы [41, 42], посвященные поиску t -кварка на брукхейвском pp -коллайдере тэватрона в "Ферми-лаборатории" (США) при 1,8 ТэВ. В первой работе искали распад t -кварка на заряженный бозон Хиггса H^+ (который, кстати говоря, также пока не открыт), во второй — $t\bar{t}$ -пары по модам распада на лептоны. Из рассмотрения свойств нескольких кандидатов на t -события получена оценка нижней границы массы t -кварка с 95%-ным уровнем доверительной вероятности: $M_t > 131$ ГэВ/ c^2 . Теоретические значения массы (так называемой токовой массы) остальных кварков (u, d, s, c, b) соответственно равны 4, 7, 150 МэВ/ c^2 , 1,3 и 4,75 ГэВ/ c^2 .

51]). Поэтому считается, что кварки и глюоны в свободном виде существовать не могут. И действительно, несмотря на весьма интенсивные поиски, ни в природе, ни на ускорителях свободные кварки обнаружены не были. В спектре наблюдаемых частиц видны только бесцветные адроны, в которых цветовые заряды кварков взаимно скомпенсированы (адронизация кварков и глюонов) и которые взаимодействуют между собой только с помощью традиционных ядерных (мезонных) сил, гораздо более слабых, чем цветовые.

Квантовая хромодинамика на малых расстояниях характеризуется малой константой взаимодействия ($\simeq 0,16$), в связи с чем здесь возможны достаточно точные расчеты с помощью теории возмущений. С ростом расстояния константа растет и расчеты этим методом становятся невозможны, проблемы адронизации и конфайнмента в КХД остаются нерешенными. В связи с этим для описания взаимодействия между кварками на больших расстояниях приходится использовать составные кварковые модели адронов — модели мешков [36, 52, 53].

Основным принципом модели мешков является представление о движении квазинезависимых релятивистских частиц, кварков и глюонов, в конечной замкнутой области пространства. Этим методом при определенной модели конфайнмента были получены массы, магнитные моменты, ширины радиационных переходов и другие статические характеристики низкоэнергетических адронных процессов [54, 55].

В стандартных моделях мешков масштаб конфайнмента задается граничными условиями, т.е. из внемодельных соображений. В работах [56, 57] конфайнмент возникает в результате взаимодействия кварков (киральная, или гибридная, модель мешков). На основе гибридных моделей удается получить единое описание как в области адронизации, так и в области асимптотической свободы [36].

Альтернативным подходом методу мешков является решение уравнений КХД численным расчетом методом решетки, который не опирается на теорию возмущений и позволяет дойти до расстояний $3 \cdot 10^{-13}$ см [58, 59]. Однако по мнению автора работы [60] это расстояние недостаточно для заключения о справедливости конфайнмента.

Другим независимым теоретическим подходом является метод правил сумм в КХД [61, 62], который позволяет связать хромодинамические величины с адронными характеристиками (но без рассмотрения проблемы конфайнмента). Попытка связать воедино сформулированные выше основные положения кварк-адронной физики на больших расстояниях между кварками (конфайнмент цвета, бесцветная адронизация и феноменология низкоэнергетических адронных состояний) была предпринята в работе [63] с помощью модели релятивистских конфайнированных кварков. Модель воспроизводит низкоэнергетические состояния киральной теории и согласуется с экспериментальными данными из области низкоэнергетической физики легких мезонов. Конфайнмент учитывается феноменологически.

Резюмируя положение дел в КХД и кварковой модели, можно сказать следующее. Хотя кварки в свободном виде не обнаружены, в их существовании, по-видимому, вряд ли можно сомневаться, поскольку

свойства кварков и глюонов установлены из косвенных экспериментов. КХД в области асимптотической свободы является точной теорией, а в области низких энергий выводы кварковой модели близки к выводам других моделей, например модели Скирма [35, 36]. Но, с другой стороны, проблема конфайнмента не решена (а в работе [60] даже высказана идея неполного заключения цвета) и, следовательно, нуклон и тем более ядро пока невозможно последовательно описать в рамках КХД.

Если все-таки считать КХД точной теорией сильных взаимодействий, справедливой для всех расстояний (которая просто испытывает некоторые временные технические трудности при использовании ее на больших расстояниях между кварками), то оптимальным подходом для описания нуклонов и ядер, по-видимому, является сочетание КХД-фундамента с традиционными микроскопическими теориями, использующими описанные выше квазинуклонные, пионные и резонансные степени свободы ядра. В связи с этим сохраняется актуальность полуэмпирического накопления новых экспериментальных данных о носителях ненуклонных степеней свободы и полуфеноменологического описания их свойств, кварк-глюонной структуры, отличия от соответствующих свободных частиц и т.п. В заключение этого раздела мы рекомендуем читателю, желающему более основательно освежить свои знания в затронутой здесь области, книги [64, 65].

2.5. Дельта-дырочная степень свободы ядра

2.5.1. Связь со спин-изоспиновыми возбуждениями. Последующие разделы работы посвящены экспериментальному обзору состояния вопроса о Δ -изобарной степени свободы в ядре, серьезное изучение которой началось сравнительно недавно в связи с актуальностью исследования спин-изоспиновых возбуждений ядер и роли Δ -дырочных и пионных степеней свободы в этих процессах. Приведем соображения, по которым такие исследования представляются особенно важными. Выше мы уже говорили о тесной связи спин-изоспиновых возбуждений с проблемой существования π -конденсата и сверхплотных ядер. Вот еще несколько примеров из разных областей физики ядра и элементарных частиц.

1. Как следует из сравнения масс и квантовых чисел нуклона ($S = 1/2$, $T = 1/2$) и Δ -резонанса ($S = 3/2$, $T = 3/2$), простейшим откликом ядра на спин-изоспиновое возбуждение с передачей энергии масштаба 300 МэВ является (N - Δ)-переход ядерного нуклона в Δ -изобару. Если при этом возникающая Δ -изобара получает небольшой (сравнимый с фермиевским) импульс, то у нее появляются благоприятные условия для последующего взаимодействия с нуклонами ядра, которое из-за особенностей ее распадных свойств может привести к возбуждению специфического коллективного состояния типа пионоподобной волны, изучение которого обещает интересную физику (подробнее см. разделы 3.1, 4.5.4, 5.3.2).

2. Известно, что существует проблема большого расхождения силы гамов-теллеровского резонанса с правилом сумм, учитывающим только нуклонные степени свободы. Поскольку природа гамов-теллеровского резонанса связана с коллективными спин-изоспиновыми переходами $\Delta S = \Delta T = 1$, то возможно, что это расхождение обусловлено утечкой силы гамов-теллеровского перехода в область Δ -изобары, учет которой требует введения в правило сумм ненуклонных степеней сво-

боды типа Δ -дырки. Микроскопические схемы гамов-теллеровского резонанса с учетом Δ -резонансной и пионной ветвей и нарушения вигнеровской $SU(4)$ -симметрии рассмотрены в работе [66] и обзоре [67].

3. Существует потенциальная возможность объяснения с помощью пионных степеней свободы так называемого ЕМС-эффекта, обнаруженного Европейской мюонной коллаборацией (ЕМС). Напомним, что сущность ЕМС-эффекта заключается в отличии экспериментального отношения R структурных функций глубоко неупругого рассеяния мюонов (электронов) на ядре и дейтроне от единицы. Величина R определяется как

$$R(X) = \frac{F_2^A(X)}{F_2^D(X)} = \frac{2\sigma^A}{\sigma^D}, \quad (1)$$

где $X = Q^2/2M\nu$, $Q^2 = -t$ — квадрат переданного 4-импульса, $\nu = E_\mu - E'_\mu$ — передаваемая энергия, M — масса нуклона, $F_2^A(X)$ и $F_2^D(X)$ — структурные функции ядра с массовым числом A и дейтрона соответственно. Если в ядерной волновой функции учитываются только нуклонные степени свободы, то при всех значениях X должно быть $R = 1$. В работах [68] и [69] были получены экспериментальные данные для ^{56}Fe , из которых следует, что $R = 1,17$ при $X = 0,05$, $R = 0,85$ при $X = 0,65$ и $R = 1,2$ при $X = 0,9$, что указывает на необходимость учета в ядерной волновой функции ненуклонных компонент.

Результаты работ [68, 69] были проанализированы в [70], где показано, что подъем R в области малых X обусловлен "дальнодействующими" мезонными полями, а при больших X связан с динамикой нуклон-нуклонных взаимодействий на малых расстояниях и в конечном счете с примесью многокварковых состояний в ядрах⁵. Согласно [70] учет π -мезонных степеней свободы (мезонных обменных токов) приводит к подъему R в области $0 \leq X \leq m_\pi/M \simeq 0,15$. Этот подъем является чисто ядерным эффектом (наблюдается усиление эффекта в тяжелых ядрах).

4. В современной КХД рассматривается возможность фазового перехода ядерного вещества в гипотетическое состояние кварк-глюонной плазмы. Необходимым условием для подобного фазового перехода является очень высокая температура и (или) большая плотность барионного заряда. В природе кварк-глюонная фаза может реализовываться в нейтронных звездах, а в лаборатории — в процессах столкновения релятивистских ядер. Естественно считать, что при столь экстремальных условиях процессы перехода обычного ядерного вещества в состояние кварк-глюонной плазмы и обратно будут сопровождаться возбуждением (девозбуждением) внутренних степеней свободы барионов и мезонов (π , ρ , ω и др.), входящих в состав ядерного вещества.

Если уместно проводить аналогию с обычной плазмой, которая представляет собой "газ", состоящий из электрически заряженных голых атомных ядер и электронов, то кварк-глюонную плазму можно себе представить в виде "газа", состоящего из освободившихся из конфайнментного плена кварков и глюонов, "заряженных" цветом. Спектр возбуждения ядерного вещества на границе фазового перехода должен быть очень сложен,

но представляется несомненным, что его нижние состояния будут связаны с образованием Δ -изобары и других барионных резонансов. Таким образом, сведения о свойствах Δ -изобары в ядерном веществе важны и для развития одного из самых современных направлений физики — ядро-ядерных соударений при сверхвысоких энергиях [72].

2.5.2. Сравнение свойств свободной и ядерной Δ -изобары. В нашем обзоре мы исходим из того, что Δ -изобара, возникая при возбуждении ядра, существует в нем некоторое время до своего распада, несмотря на соседство сильновзаимодействующих между собой и с самой Δ -изобарой нуклонов ядра. Вместе с тем очевидно, что это соседство не может быть для Δ -изобары совсем безобидным. Спрашивается, чем ядерная Δ -изобара отличается от свободной?

Напомним прежде всего общеизвестные свойства свободной Δ -изобары, т.е. изобары, возникающей при возбуждении свободного нуклона. Свободная (нуклонная, вакуумная) Δ -изобара представляет собой изотопический квартет (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-) нестранных частиц со средней массой $m_\Delta = 1232$ МэВ, входящих в состав барионного декуплета $3/2^+$. Дельта-изобара — адрон, т.е. частица, рождающаяся с большим сечением в сильных взаимодействиях, но в отличие от других, так сказать, обычных долгоживущих адронов, таких, как протон, нейтрон и π -мезон, она характеризуется очень коротким — ядерным временем жизни, т.е. относится к классу резонансов, которые не только рождаются, но и распадаются по сильному взаимодействию. Наиболее вероятным каналом распада Δ -изобары является $\Delta \rightarrow N + \pi$ с шириной $\Gamma = (115 \pm 5)$ МэВ. Несмотря на свое крайне малое время жизни $\tau = \hbar/\Gamma \simeq 0,6 \cdot 10^{-23}$ с Δ -резонанс так же, как и обычные долгоживущие частицы, может быть охарактеризован полным набором квантовых чисел, ему могут быть приписаны определенные значения кинетической энергии и импульса и т.п., хотя, конечно, Δ -резонанс, в принципе, нельзя выделить по одному событию.

Перейдем теперь к предварительному рассмотрению параметров ядерной Δ -изобары. Напомним прежде всего, что в модели кварков Δ -резонанс "устроен" аналогично нуклону, что особенно ясно видно из сравнения кварковых композиций протона и Δ^+ -резонанса. Каждый из них состоит из одинакового набора кварков (*uud*), а отличается друг от друга только тем, что у одного из кварков этого набора спин и изоспин повернуты $S_p = T_p = 1/2$, $S_{\Delta^+} = T_{\Delta^+} = 3/2$. Часто Δ -резонанс называют возбужденным состоянием нуклона. В сущности выделенное положение нуклона (стабильность относительно сильного взаимодействия) объясняется просто тем, что он самый легкий барион, которому в отличие от Δ -изобары не на что распадаться по сильному взаимодействию. Поэтому упомянутое выше пребывание Δ -изобары в ядре наряду с нуклонами представляется вполне естественным, а в некоторых моделях ядра Δ -изобара вообще рассматривается как дополнительный барион (см., например, [73]).

В связи с этим многое из того, что известно для ядерного нуклона, можно ожидать существующим и для ядерной Δ -изобары (с поправками на ее малое время жизни). В частности, это относится и к возможности существования коллективных эффектов, которые

⁵ Еще раньше экспериментальные указания на проявление многокварковых систем в ядрах и ядерных процессах были получены в работе [71].

должны приводить к отличию ядерной Δ -изобары от нуклонной.

Вопрос о коллективных возбуждениях ядра, связанных с проявлением Δ -изобарной степени свободы, достаточно сложен. Прежде всего отметим, что Δ -изобарная степень свободы тесно связана с π -мезонной. Дельта-изобара в ядре возбуждается в результате весьма многочисленных и разнообразных процессов, вызванных первичными π -мезонами (хотя и не только π -мезонами); ее образование в ядре тесно связано с пионными обменными токами, а мезонный канал распада сопровождается испусканием π -мезонов. Квазичастицу типа Δ -дырочного возбуждения с квантовыми числами пиона вообще иногда называют "квазипионом".

Из-за сильного взаимодействия с нуклонами и виртуальными пионами ядра ядерная Δ -изобара по своим свойствам может и должна отличаться от свободной. Внешне это отличие сводится к изменению всего лишь нескольких параметров: положения Δ -максимума на энергетической шкале, его ширины и высоты (в расчете на один нуклон) и некоторых особенностей распада (смягчение корреляции между импульсом первичной частицы и суммарным импульсом продуктов распада Δ -изобары, появление нового безмезонного канала де возбуждения Δ -изобары). Однако возможных причин, которые могут привести к этим изменениям, гораздо больше. Среди них обязательно существуют как тривиальные эффекты, хотя и ядерного происхождения, но достаточно очевидные, так и нетривиальные коллективные эффекты, которые надо попытаться выделить на фоне очевидных.

К числу нетривиальных эффектов можно отнести перенормировку вершины рождения Δ -изобары, возбуждение виртуального пионного поля, коллективное возбуждение ядра, связанное с движением Δ -изобары по его объему, и др. Трудность выделения нетривиальных коллективных эффектов связана с тем, что других — очевидных — эффектов очень много. Прежде всего следует упомянуть о возможности квазисвободного возбуждения Δ -изобары на нуклоне ядра, при котором должны быть учтены фермиевское движение и связанность ядерных нуклонов, что приводит к изменению параметров Δ -пика (сдвиг и уширение). Далее, если частица-снаряд сложная (ядро), то она сама может нести Δ -возбуждение. Необходимо также учитывать особенности ее взаимодействия с ядром-мишенью (поверхностный или глубинный характер, влияние форм-фактора). На процесс формирования и распада Δ -изобары в ядре, несомненно, должен влиять принцип Паули (уменьшение фазового объема) и взаимодействие в конечном состоянии (смягчение корреляции между первичным и конечным импульсами). Наконец, наблюдаемые параметры Δ -изобары в ядре могут изменяться из-за существования фоновых реакций. Очевидно, например, что низкоэнергетический "хвост" реакции возбуждения резонансов тяжелее Δ_{1232} должен приводить к сдвигу Δ -пика в сторону больших инвариантных масс по сравнению со случаем свободной Δ -изобары. Аналогично, вклад квазидейтронного механизма (см. раздел 3.1.3) может сдвигать его в сторону меньших масс.

И хотя каждый из перечисленных эффектов в принципе, по-видимому, можно учесть и, как мы увидим в дальнейшем, такие попытки предпринимаются, их совокупное воздействие может привести к непредсказуемым

результатам. Поэтому желательно вначале рассмотреть такие процессы, в которых часть сомнений, связанных с наличием перечисленных выше эффектов, может быть отброшена сразу, а оставшиеся удастся учесть достаточно однозначно. Представляется, что таким процессом является электромагнитное возбуждение ядерной Δ -изобары, для которого отсутствует возбуждение первичной частицы — фотона и существует точная теория расчета. Рассмотрению этого процесса и посвящен следующий раздел обзора.

3. Электромагнитное возбуждение ядерной Δ -изобары

3.1. Механизмы взаимодействия γ -квантов с нуклонами и ядрами в области промежуточных энергий ($100 < E_\gamma < 500$ МэВ). Основные диаграммы

3.1.1. Общие замечания о фоторождении пионов и Δ -изобары на свободных и связанных нуклонах. Основными особенностями γ -квантов в области промежуточных энергий являются большая по сравнению с размерами ядра длина свободного пробега в ядерном веществе и малая по сравнению с расстоянием между нуклонами в ядре длина волны. Эти особенности в значительной степени определяют характер и механизм фотоядерного взаимодействия. Из-за первой особенности γ -кванты свободно проникают в область с большой плотностью ядерного вещества, т.е. их взаимодействие с ядром должно быть объемным (не поверхностным), что, в частности, может выражаться в пропорциональности полного сечения фотопоглощения массовому числу A (см. раздел 3.5); из-за второй особенности взаимодействие γ -квантов должно быть локальным, т.е. происходить с конкретным отдельным нуклоном ядра (или парой близко расположенных нуклонов). В связи с этим можно ожидать, что взаимодействие γ -квантов с нуклонами ядра в области промежуточных энергий будет сходно с их взаимодействием со свободными нуклонами, хотя некоторое отличие, обусловленное влиянием соседних нуклонов, конечно, также можно предполагать. В частности, в области ядра с повышенной плотностью нуклонов можно ожидать существования благоприятных условий для возникновения коллективных эффектов.

Изобразим взаимодействие γ -кванта со свободным нуклоном и нуклоном ядра на диаграммном языке. Основными процессами для свободных нуклонов являются фоторождение пионов: одного при $E_\gamma > 150$ МэВ (рис. 1а), двух при $E_\gamma > 310$ МэВ (рис. 1б) и т.п., возбуждение Δ -изобары при $E_\gamma > 340$ МэВ (рис. 1в) и других резонансов (при больших энергиях). Поэтому для взаимодействия γ -квантов с ядром во всяком случае можно ожидать квазисвободное рождение пионов и возбуждение Δ -изобары на одном из нуклонов ядра.

На рис. 1г изображена диаграмма квазисвободного фоторождения пиона. Здесь π — образующийся пион (π^+ , π^- , π^0), а N' — нуклон "отдачи" (n, p), который обычно вылетает из ядра вместе с пионом. Спектры рожденных π -мезонов и нуклонов отдачи должны быть искажены по сравнению со спектрами этих частиц в случае фоторождения пиона на свободном нуклоне из-за влияния энергии связи и фермиевского движения нуклонов, а также взаимодействия нуклонов и π -мезонов в конечном состоянии, например из-за перерассеяния

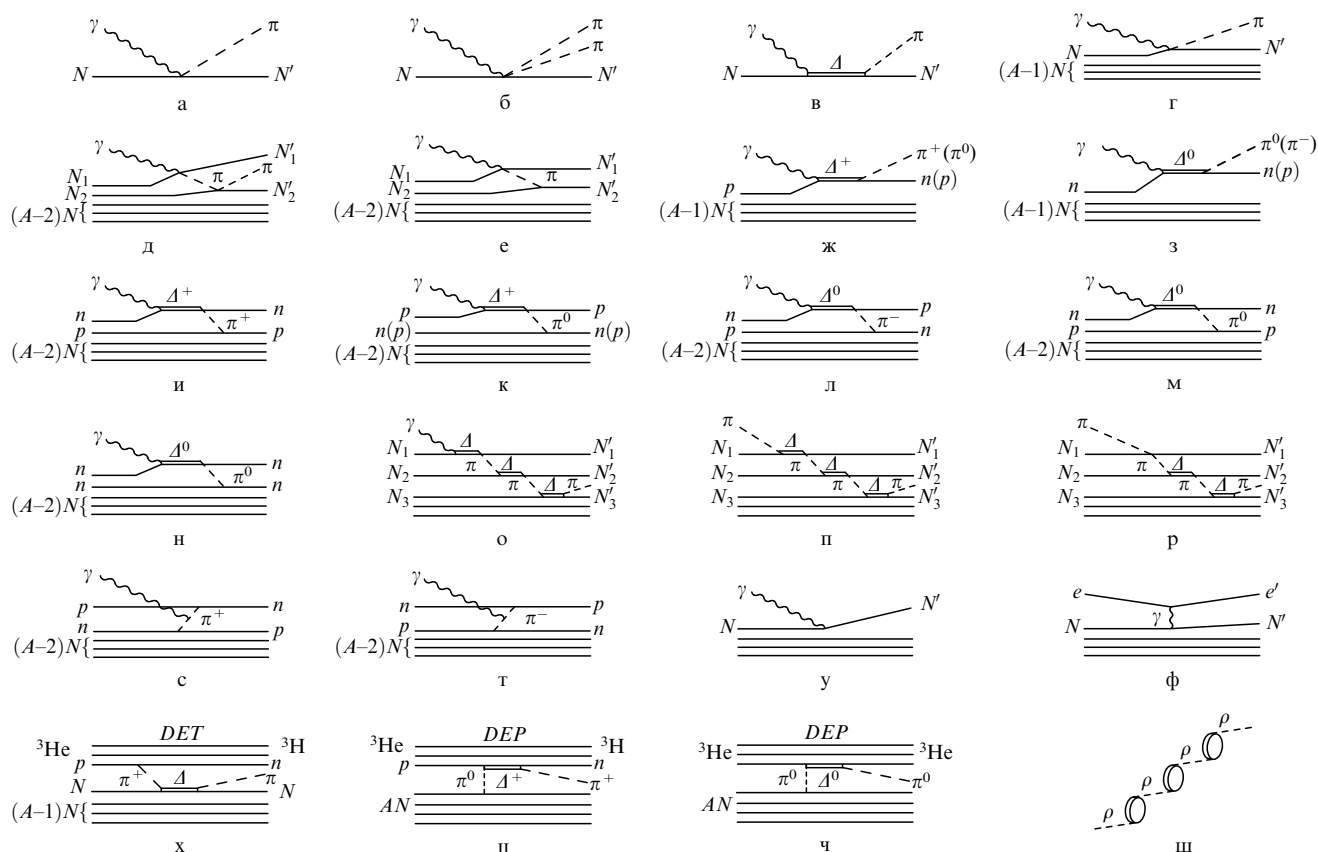


Рис. 1

пиона (рис. 1д) или поглощения его соседним нуклоном (рис. 1е), приводящего к возбуждению ядра. Возбуждение ядра может сниматься испусканием одного или нескольких нуклонов. Из-за прозрачности ядра для γ -квантов промежуточной энергии нуклон, с которым взаимодействует γ -квант, может находиться в любой точке ядра. Пороги фоторождения пионов и фотовозбуждения Δ -изобары на ядрах несколько ниже по сравнению с аналогичными порогами для свободных нуклонов (~ 140 МэВ для одного π -мезона, ~ 280 МэВ для двух, ~ 300 МэВ для Δ -возбуждения).

3.1.2. Особенности поведения Δ -изобары в ядре. При $E_\gamma > 300$ МэВ сечение фотоядерного взаимодействия характеризуется широким ($\Gamma \sim 150$ МэВ) максимумом, природа которого связана с возбуждением Δ -изобары. Дельта-изобара может возникнуть в квазисвободном механизме — при передаче всей необходимой энергии (~ 300 МэВ) одному нуклону ядра (рис. 1ж, з). Другая возможность — образование Δ -возбуждения ядра в результате суперпозиции многих дельта-дырочных состояний, т.е. в коллективном ядерном механизме. Конечно, в обоих случаях возбуждение ядра не обязательно должно быть электромагнитным, хотя для единообразия мы на рисунках изображаем именно этот случай. Дельта-изобара, возникшая в том или другом механизме, имеет две альтернативные возможности. Одна из них — такая же, как у нуклонной Δ -изобары. Это распад с испусканием нуклона и π -мезона (рис. 1ж, з). Другая — чисто ядерная — взаимодействие образовавшейся Δ -изобары с соседним нуклоном, приводящее к испусканию двух нуклонов без π -мезона (рис. 1и–н).

В принципе, упомянутый выше коллективный механизм ядерного Δ -возбуждения может приобрести еще более сложный характер типа суперпозиции Δ -дырочных и пионных степеней свободы (рис. 1о). Эта возможность связана с большой шириной Δ -изобары и двухчастичным характером ее распада, благодаря чему π -мезон, возникший при распаде "первой" изобары, может сохранить резонансное значение своей энергии и образовать "вторую" Δ -изобару с другим нуклоном ядра и т.д. (пионоподобная волна [74]). Естественно, что этот процесс не чувствителен к способу возбуждения первой изобары, которая может образоваться под действием любой другой первичной частицы (рис. 1п)⁶.

Конечно, нарисованная цепочка превращений может оборваться на любом звене и очередной π -мезон либо провзаимодействует вне резонансной области, либо вылетит из ядра. В последнем случае параметры продуктов распада "последней" Δ -изобары должны слабее коррелироваться с импульсом первичной частицы, чем в случае квазисвободного рождения Δ -изобары. Описанный процесс "движения" Δ -изобары в ядерном веществе может также сопровождаться изменением ширины и положения максимума Δ -возбуждения, суммарного заряда продуктов распада последней Δ -изобары по сравнению с зарядом первой и др. Забегая вперед, заметим, что все три механизма возбуждения ядра в Δ -области были действительно обнаружены экспериментально.

⁶ Более того, первым звеном описанной цепочки может быть не первая изобара, а "первый" π -мезон с подходящей энергией, т.е. не обязательно первичный π -мезон, а, скажем, пион перерасеяния (рис. 1р).

3.1.3. Взаимодействие фотона с обменным мезонным током. Квазидейтронный механизм. Кроме процессов, изображенных на рис. 1м,н, пара нуклонов без мезона может возникать также и в другом ядерном механизме — в результате взаимодействия γ -кванта с обменным заряженным мезонным током (рис. 1с, т).

Из приведенных диаграмм видно, что оба рассмотренных ядерных механизма образования двух нуклонов в конечном состоянии приводят преимущественно к эмиссии pn -пар (а не np или pp), т.е. кинематика этих процессов может быть сходна с фоторасщеплением дейтрона.

Двухнуклонный (квазидейтронный) механизм фото-ядерного взаимодействия был впервые предложен в 1951 г. Левинджером для объяснения образования быстрых фотопротонов при $E_\gamma > 150$ МэВ [75, 76]. Рассматривая поглощение дипольной составляющей γ -кванта np -парой (имеющей, как известно, дипольный электрический момент), Левинджер показал, что при малых расстояниях между нейтроном и протоном двухнуклонная волновая функция для положительной энергии (у квазидейтрона нет энергии связи) пропорциональна волновой функции дейтрона: $|\Psi_{qd}|^2 \sim |\Psi_d|^2$. Множитель пропорциональности зависит от плотности ядерного вещества и относительного импульса нейтрона и протона. Ядро радиусом $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1,2$ ферми, ведет себя так, как будто оно содержит $8NZ/A$ квазидейтронов.

В соответствии с этим для оценки сечения квазидейтронного поглощения γ -квантов Левинджер предложил формулу [77]:

$$\sigma_{\gamma qd} \simeq 8 \frac{NZ}{A} \sigma_{\gamma d}, \quad (2)$$

где N — число нейтронов ядра, Z — его заряд, A — массовое число, $\sigma_{\gamma d}$ — полное сечение фоторасщепления дейтрона.

В 1979 г. для преемственности с областью более низких энергий формула (2) была им же несколько видоизменена [78]:

$$\sigma_{\gamma qd} = L \frac{NZ}{A} \exp\left(-\frac{E_\gamma}{S}\right) \sigma_{\gamma d}. \quad (3)$$

Здесь $L \sim 10$ — фактор, называемый теперь фактором Левинджера, E_γ — энергия γ -кванта в (МэВ), S — подгоночный параметр ($S = 60$ МэВ).

Согласно [77] экспериментальная зависимость полного сечения $\sigma_{\gamma d}$ фоторасщепления дейтрона от энергии фотонов характеризуется двумя максимумами: при $E_\gamma \approx 4$ МэВ и $E_\gamma \approx 300$ МэВ. Любопытно отметить, что максимум в сечении при $E_\gamma \approx 300$ МэВ уже в 1955 г. интерпретировался как изобарное возбуждение нуклона [79, 80].

Близость нуклонов в квазидейтроне очевидна из рассмотрения особенностей взаимодействия γ -кванта с нуклонами [78]. Высокоэнергетичный γ -квант не может передать полностью свои импульс и энергию одному нуклону, даже если последний связан в ядре (ядро не может компенсировать избыток импульса нуклона при высокой энергии γ -кванта). Однако легко показать, что это становится возможным для пары нуклонов, находящихся на малом расстоянии друг от друга и не взаимодействующих с остальными нуклонами ядра. В связи с этим полезно отметить, что исследование описанного

процесса может дать сведения о взаимодействии нуклонов на очень малых расстояниях (меньших среднего расстояния между нуклонами в ядре).

3.1.4. Необходимые эксперименты по изучению фото- и электророждения Δ -изобары в ядрах. Итак, изучая взаимодействие γ -квантов с ядрами в области энергий $100 < E_\gamma < 500$ МэВ, можно надеяться на получение информации о возбуждении в ядре Δ -изобары и ее особенностях. Глобальную информацию о ядерной Δ -изобаре, а именно, подтверждение ее образования и основные параметры (положение, ширина и высота Δ -максимума) можно получить, измеряя полное сечение фотопоглощения. Обычно эти данные получают в результате детектирования некоторых (выбираемых методикой) продуктов фотоядерных реакций, т.е. в инклюзивной постановке эксперимента, а вклад от нерегистрируемых частиц учитывается расчетом или учетом данных из других экспериментов.

Для более детального изучения особенностей образования, распада, поглощения Δ -изобары и, в частности, выделения продуктов распада на фоне квазисвободных пионов и нуклонов, испускаемых возбужденным ядром, изучения свойств коррелированных пар нуклонов на малых расстояниях и др. нужны более сложные эксперименты в постановке, приближающейся к эксклюзивной, т.е. с регистрацией в совпадениях πN - и NN -пар. Чтобы почувствовать влияние размеров ядра, желательно в качестве мишени брать ядра в как можно более широком интервале изменения массовых чисел (включая водород для получения реперных данных). В качестве пучков желательно использовать γ -кванты достаточно высокой интенсивности и известной энергии.

Обзор экспериментальных работ, в которых была реализована эта программа, будет изложен в разделах 3.3–3.5 после краткого описания в разделе 3.2 источников γ -квантов промежуточной энергии.

3.2. Источники γ -квантов промежуточных энергий

3.2.1. Реальные и виртуальные фотоны и их особенности.

Основными источниками γ -квантов достаточно высокой энергии являются тормозное излучение и обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов на релятивистских электронах. Может быть использована также аннигиляция ускоренных позитронов на лету и когерентное излучение электронов в ориентированных кристаллах⁷.

Во всех перечисленных методах образуются реальные фотоны, с которыми можно работать как с одной из разновидностей бомбардирующих частиц (снарядов). Реальные фотоны можно коллимировать, направлять на мишень, детектировать и т.п. Их спектр может быть измерен и рассчитан и он, разумеется, не зависит ни от исследуемого ядра, ни от изучаемой реакции. Характерной чертой реальных фотонов (кроме аннигиляционных) является также наличие у них продольной поляризации (30 % у тормозных и когерентных и 100 % у комптоновских).

Кроме реальных фотонов, электромагнитные взаимодействия могут происходить под действием виртуальных фотонов, с помощью которых интерпретируются

⁷ Для более детального ознакомления с материалом этого раздела обзора рекомендуем монографию [81].

взаимодействия заряженных лептонов, например электронов с ядрами. С точки зрения методики эксперимента — это не фотоядерные, а электроядерные реакции, так как частицами-снарядами в этом случае являются электроны, а виртуальные фотоны в них играют только роль переносчиков взаимодействия. Поэтому спектр виртуальных фотонов нельзя измерить, но можно рассчитать, хотя это и трудная задача (в частности, из-за того, что он зависит от характера изучаемой реакции и свойств ядер мишени).

Интересной особенностью виртуальных фотонов является наличие у них не только продольной, но и поперечной поляризации. Поэтому в отличие от реальных виртуальные фотоны могут передавать $L = 0$, т.е. возбуждать монопольные ядерные переходы. Кроме того, для спектра виртуальных фотонов характерен рост интенсивности парциальной мультипольной составляющей спектра с ростом L . Таким образом, с помощью электроядерных реакций (сравнивая их с фотоядерными) можно выделять вклад квадрупольной и еще более высоких составляющих. Заметим, однако, что сечение электроядерных реакций примерно в 10^2 раз меньше сечения фотоядерных, что очевидно из сравнения диаграмм фотовозбуждения (рис. 1у) и электровозбуждения (рис. 1ф) ядер.

Анализ результатов электроядерных реакций более сложен из-за несовершенства теоретических расчетов спектра виртуальных фотонов. Вместе с тем для задач, где знание спектра виртуальных фотонов не требуется, электроядерные реакции дают весьма ценную информацию. В частности, к этим задачам относится электроорождение ядерной Δ -изобары, исследование которого можно проводить в функции от передаваемого квадрата 4-импульса Q^2 (см. раздел 3.5.2).

Из перечисленных в начале раздела методов получения реальных фотонов мы рассмотрим подробнее только тормозное излучение и обратное комптоновское рассеяние, поскольку они обладают рядом преимуществ, делающих их перспективными для решения ядернофизических задач.

3.2.2. Тормозное излучение и система мечения. Как известно, энергетический спектр тормозного излучения убывает по закону $1/E_\gamma$ до максимальной энергии γ -квантов $E_\gamma^{\text{max}} = T_e - m_e c^2$. Фотоны различной мультипольности в нем представлены с равным весом (начиная с $L = 1$). Тормозные γ -кванты линейно поляризованы ($\sim 30\%$). Они распространяются в направлении первичного пучка электронов. Расходимость пучка γ -квантов определяется многократным рассеянием в тормозной мишени и угловым разбросом электронов первичного пучка. При хорошем вакууме современных электронных накопителей и использовании струйных мишеней с малой плотностью вещества расходимость γ -пучка можно сделать очень небольшой.

Естественно, что из-за непрерывного характера энергетического спектра тормозных γ -квантов работать с ними неудобно, так как для выделения эффекта, относящегося к определенной энергии, приходится прибегать к разностному методу, что сопряжено с большой потерей интенсивности и погрешностями, или извлекать сечение из выхода реакции, решая некорректную математическую задачу. Поэтому в современных экспериментах по исследованию фотоядерных реакций обычно используют

системы мечения, выделяющие из непрерывного спектра γ -кванты с определенной энергией. Идея работы системы мечения заключается в определении энергии тормозного γ -кванта, вызвавшего реакцию, по энергии рассеянного электрона, испустившего данный квант. Принципиальная схема установки мечения показана на рис. 2а.

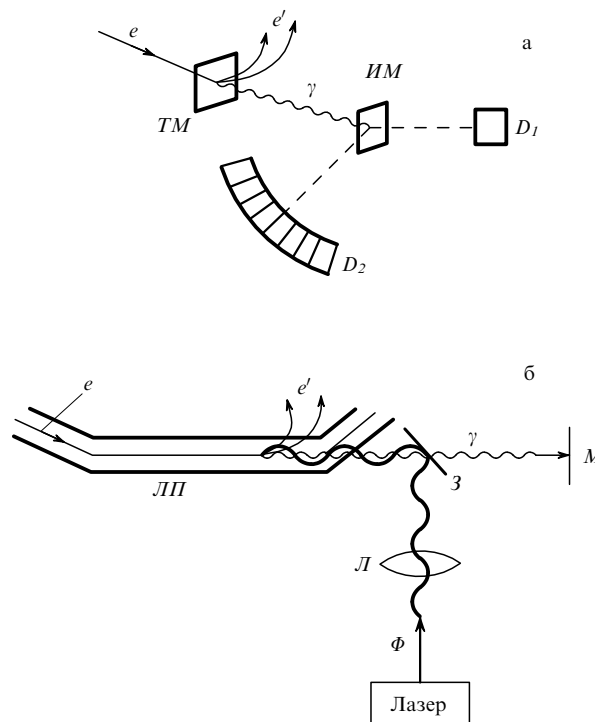


Рис. 2. (а) Принципиальная схема установки мечения тормозных γ -квантов: e — электронный пучок ускорителя (накопителя), TM — тормозная мишень, e' — рассеянные электроны, излучившие γ -кванты γ , IM — исследуемая мишень, D_1 и D_2 — детекторы продуктов реакции. (б) Принципиальная схема установки для получения обратного комптоновского рассеяния: $ЛП$ — линейный промежуток ускорителя, e — пучок электронов в ускорителе, e' — рассеянные электроны, образующиеся после взаимодействия лазерных фотонов Φ с пучком электронов, 3 — зеркало для фотонов, L — линза, γ — комптоновские γ -кванты, M — мишень из исследуемого вещества

Энергия рассеянных электронов определяется системой пластиковых счетчиков, расположенных в фокальной плоскости анализирующего магнита (на рисунке не показано). Размеры счетчиков определяются требуемым разрешением и желательностью выделения примерно одинакового количества γ -квантов в каждом энергетическом интервале.

Из идеи системы мечения очевидно, что она должна работать в схеме совпадений с детекторами продуктов реакции. Если разрешающее время схемы совпадений принять равным 1 нс, то полный поток N меченых γ -квантов может составлять до $10^8 \gamma \text{ с}^{-1}$. В настоящее время существуют действующие установки мечения, дающие $(1 - 5) \cdot 10^7 \gamma \text{ с}^{-1}$ с энергиями 5–170 МэВ [82, 83], $(10^5 - 10^6) \gamma \text{ с}^{-1}$ с энергиями 100–500 МэВ [84, 85] и до $10^8 \gamma \text{ с}^{-1}$ с энергиями 50–800 МэВ [86].

Новые современные установки тормозных меченых γ -квантов создаются на базе ускорителя СЕВАФ (США) [87] с параметрами $E_\gamma = 30 - 4000$ МэВ, $\Delta E_\gamma = 5$ МэВ, $N = 10^7 \gamma \text{ с}^{-1}$, и на базе накопителя "Сибирь-2" (Москва) [88] с параметрами $E_\gamma = 100 - 2500$ МэВ, $\Delta E_\gamma = 5$ МэВ,

$N = 10^7 \gamma \text{ с}^{-1}$. Проект первого фотоядерного эксперимента на канале ПМФ (поляризованные меченые фотоны) "Сибири-2" описан в [89].

3.2.3. Обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов. В 1963 г. было показано, что при рассеянии назад лазерных фотонов с энергией E_{ph} на движущихся навстречу релятивистских электронах возникает жесткое электромагнитное излучение, энергия которого E_γ может быть сравнима с энергией электронов E_e [90]. Связь между E_{ph} , E_γ , E_e и углом θ между направлениями падающего электрона и вылетающего γ -кванта дается формулой

$$E_\gamma = \frac{E_{ph}}{(m_e c^2 / 2E_e)^2 + E_{ph}/E_e + \theta^2/4}, \quad (4)$$

где m_e — масса электрона (θ в радианах).

Из формулы (4) следует, например, что фотоны ArF-лазера с энергией 6,42 эВ при рассеянии строго назад ($\theta = 0^\circ$) на электронах с энергией $E_e = 2,5$ ГэВ преобразуются в жесткое γ -излучение с энергией $E_\gamma \sim 500$ МэВ, т.е. энергия лазерных фотонов возрастает почти в 10^8 раз. При этом образующиеся γ -кванты будут обладать 100 %-ной линейной (в плоскости орбиты электрона) или циркулярной (над или под этой плоскостью) поляризацией. При рассеянии фотонов под углами $\theta \neq 0$ можно получать жесткое γ -излучение с меньшей энергией и несколько меньшей интенсивностью. Кроме того, энергию образующегося жесткого излучения можно изменять (без изменения его интенсивности) за счет изменения энергии электронов.

Обратное комптоновское рассеяние обладает и другими существенными для экспериментов параметрами: малый тормозной фон (из-за низкого давления газа в накопителе электронов), малый нейтронный фон (из-за малого числа рассеянных электронов), высокая интенсивность (до $10^7 \gamma \text{ с}^{-1}$). Важным достоинством обратного комптоновского излучения является концентрация интенсивности в очень узком угле ($\theta \sim 1/E_\gamma$), которая позволяет при не очень большой энергии излучения ($E_\gamma < 100$ МэВ) добиваться хорошей монохроматизации пучка только за счет коллимации. При более высокой энергии применяется система мечения.

Принципиальная схема установки для получения обратного комптоновского рассеяния изображена на рис. 26. В качестве одного из примеров установки для получения пучка комптоновских γ -квантов приведем Новосибирскую установку РОКК, запущенную в 1984 г. [91]. Базой для этой установки послужил накопитель ВЭПП-4 ($E_e = 1,8 - 5,5$ ГэВ) и аргоновый лазер ($E_{ph} = 2,4$ эВ). На установке был получен γ -пучок интенсивностью $2 \cdot 10^5 \gamma \text{ с}^{-1}$ и монохроматичностью $\Delta E_\gamma / E_\gamma = (3 - 10) \cdot 10^{-2}$. Интенсивность пучка концентрируется в пределах угла $\theta \sim 10^{-4}$ рад. Для монохроматизации пучка использована система мечения с повышенной точностью регистрации рассеянных электронов.

Из других установок с мечеными комптоновскими γ -пучками назовем установку [92], созданную в Новосибирске на базе накопителя ВЭПП-3, $E_\gamma = 60 - 140$ МэВ, $\Delta E_\gamma \sim 2\%$, интенсивность $10^6 \gamma \text{ с}^{-1}$ и установку [93], созданную на базе накопителя SLS (LEGS) в Брукхейвене, имеющую параметры: $E_\gamma = 100 - 300$ МэВ, $\Delta E_\gamma = 5,5$ МэВ, интенсивность $10^7 \gamma \text{ с}^{-1}$. По принципу колли-

мации работает установка [94] на базе накопителя ADONE: $E_\gamma = 5 - 78$ МэВ, $\Delta E_\gamma = 3 - 10\%$, интенсивность $5 \cdot 10^4 \gamma \text{ с}^{-1}$.

Хорошими параметрами меченых комптоновских γ -пучков будет обладать установка [88], создаваемая в Москве на базе накопителя "Сибирь-2" ($E_\gamma = 100 - 500$ МэВ, $\Delta E_\gamma = 5$ МэВ, интенсивность $10^7 \gamma \text{ с}^{-1}$). Еще большую энергию будет иметь меченый комптоновский пучок [95], сооружаемый на базе аргонового лазера и накопительного кольца ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) в Гренобле ($E_e = 6$ ГэВ, $E_{ph} = 3,5$ эВ, $E_\gamma = 1,5$ ГэВ, $\Delta E_\gamma = 15$ МэВ, интенсивность $10^7 \gamma \text{ с}^{-1}$).

3.3. Полное сечение фотопоглощения при $10 < E_\gamma < 2 \cdot 10^5$ МэВ

В настоящее время имеются экспериментальные данные (разной точности) для полного фотопоглощения в очень широком интервале энергий от порога ядерного фотоэффекта (1,8 МэВ для Be и 2,22 МэВ для ^2H) вплоть до $E_\gamma = 2 \cdot 10^5$ МэВ [1]. Методически полные сечения фотопоглощения получают либо суммированием парциальных сечений фотонейтронных реакций в пренебрежении реакциями с выходом одних только заряженных частиц (выход которых при энергиях $E_\gamma = 30 - 100$ МэВ мал [96, 97]); либо (при $E_\gamma > 200$ МэВ), наоборот, суммированием сечений реакций с выходом протонов и π -мезонов с монте-карловским учетом нерегистрируемых частиц [85, 98]; либо измерением сечения фотоделения (которое для ядер с $Z \geq 90$ и $E_\gamma > (20 - 30)$ МэВ близко к полному [99 - 101]); либо, наконец, непосредственно по ослаблению интенсивности пучка в мишени [102 - 105] (главным образом в области гигантского резонанса и с учетом расчетным методом вклада от неядерных процессов типа фотоэффекта и т.п.).

Основные результаты, полученные в разных областях энергий начиная с $E_\gamma \sim 10$ МэВ, можно сформулировать следующим образом⁸. В области 1 (рис. 3) рост сечения с энергией определяется преимущественно гигантскими резонансами. Основной вклад в сечение вносит дипольный электрический гигантский резонанс, положение максимумов которого приблизительно дается формулой $E_\gamma^{\max} \simeq 80/A^{1/3}$ МэВ, а ширина равна $3 - 10$ МэВ. Предсказание [5], открытие [106] и последующее изучение свойств гигантского дипольного резонанса (см., например, [107]) сыграли важную роль для введения в физику атомного ядра понятия о коллективных частично-дырочных состояниях и исследовании их роли в различных реакциях.

Сечение на правой ветви кривой, ограничивающей область 1 на рис. 3, определяется главным образом квазидейтронным механизмом. Оно плавно убывает до значения $\sigma_{\gamma t}/A \simeq 0,05$ мб при $E_\gamma \sim 100$ МэВ.

В области 2 ($100 < E_\gamma < 500$ МэВ) сечение начинает быстро расти за счет возбуждения ядерного Δ -резонанса и (при $E_\gamma > 140$ МэВ) фоторождения пионов. Максимум $\sigma_{\gamma t}/A \simeq 0,4$ мб приходится на энергию $E_\gamma \sim 300$ МэВ, а затем сечение спадает примерно до 0,2 мб при $E_\gamma = 500$ МэВ. Изучение этой области энергии в настоящее время привлекает пристальное внимание физиков в связи с особым значением Δ -изобарной степени свободы ядра. Конкретный интерес экспериментаторов вызывает

⁸ Мы не рассматриваем область ядерного фотоэффекта при $2 < E_\gamma < 10$ МэВ.

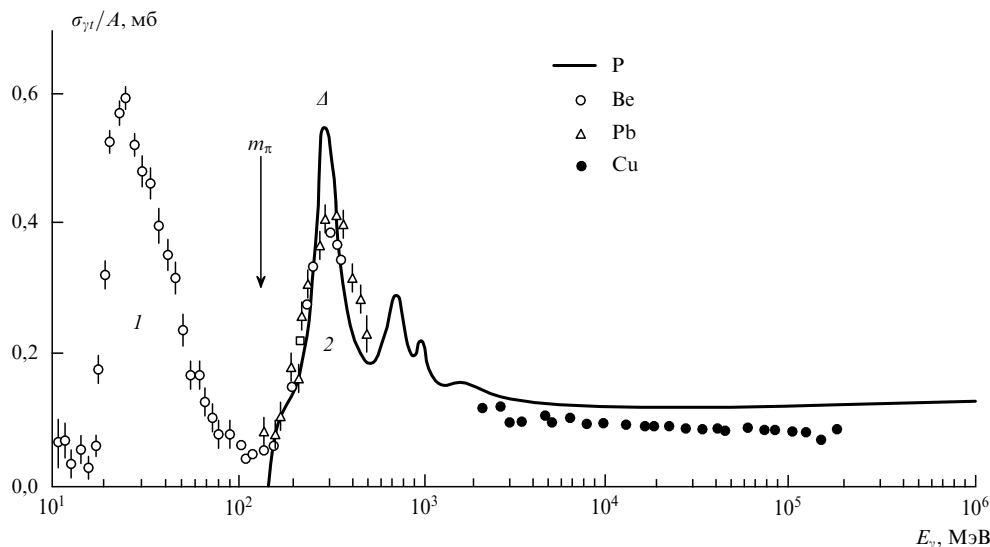


Рис. 3

наблюдающееся различие в свойствах ядерного и нуклонного Δ -резонанса (сплошная кривая на рис. 3) и, в частности, вопрос о сдвиге и уширении Δ -максимума в ядре, а также уменьшении значения сечения его возбуждения. Важным аспектом этой задачи является вычлечение тривиальных причин наблюдающихся различий и оценка роли коллективных ядерных эффектов. В связи с относительной простотой интерпретации фотоядерных взаимодействий по сравнению с сильными на исследование Δ -области фотоядерным методом возлагаются большие надежды.

Другие резонансы, обнаруженные на свободном нуклоне (см. сплошную кривую на рис. 3), пока в полном ядерном сечении фотопоглощения не замечены. Область совсем высоких энергий изучена слабо. Известно, что $\sigma_{\gamma t}/A$ в интервале энергий $2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^5$ МэВ плавно уменьшается от значения 0,12 до 0,07 мб. Из конкретных исследований, проведенных в этой области, можно отметить изучение энергетической зависимости выхода фотodelения, который резко различается для разных ядер. Максимальная энергия γ -квантов, для которых измерен выход фотodelения, в настоящее время достигла 16 ГэВ.

В заключение краткого обзора данных по полному сечению фотопоглощения заметим, что большинство этих данных получено из экспериментов, выполненных на тормозном спектре, без системы мечения, в связи с чем некоторые результаты отличаются друг от друга не только количественно, но и качественно. Поэтому их желательно повторить с монохроматическими γ -квантами. О первых работах этого направления будет рассказано в разделе 3.5.3. Содержание разделов 3.4 и 3.5 будет посвящено исключительно области электромагнитного возбуждения ядерной Δ -изобары (область 2 на рис. 3 шириной 100–500 МэВ), которую для краткости будем называть областью промежуточных энергий или Δ -областью.

3.4. Парциальные реакции фоторождения адронов

Рассмотрим прежде всего фотоядерные реакции с испусканием π , p , $p\pi$, pn и pp в Δ -области. Как уже упоминалось в разделе 3.1.1, в этой области энергии фотон

преимущественно должен взаимодействовать с отдельным нуклоном, рождая пион или возбуждая Δ -изобару, которая затем будет распадаться по схеме $\Delta \rightarrow N + \pi$ или взаимодействовать с соседним нуклоном по схеме $\Delta + N \rightarrow N + N$.

В области энергий, лежащей слева от Δ -области ($E_\gamma \sim 50 - 100$ МэВ), существенную роль играет квазидейтронный механизм, который также приводит к двухнуклонной эмиссии. В обоих случаях для испускаемых пар нуклонов характерна корреляция на малых расстояниях. Таким образом, изучение этих процессов может дать информацию не только об особенностях фоторождения Δ -изобары в ядре, но и о структуре ядерной волновой функции при малых расстояниях между нуклонами.

Ранние эксперименты (1954–1967 гг.) по исследованию фотоэмиссии двух нуклонов были поставлены с использованием непрерывного спектра тормозного излучения [108–112]. В этих экспериментах были измерены угловые корреляции между p и n , которые анализировались (качественно) при помощи квазидейтронной модели. Интерпретация результатов оказалась затруднительной из-за использования в экспериментах тормозных пучков. С начала 80-х годов появилась возможность работать на меченых фотонных пучках боннского синхротрона на энергию 500 МэВ и синхротрона Института ядерных исследований Токийского университета на энергию 1,3 ГэВ.

В боннских экспериментах исследовалась эмиссия протонов [113] и заряженных π -мезонов [114] под углами между 49° и 130° из ядра ^{12}C в инклюзивной постановке эксперимента с разрешением 10 МэВ. Знание энергии и направления γ -кванта важно для определения кинематики реакций. Для дальнейшего углубления сведений о фотоядерных взаимодействиях необходимы эксперименты на совпадениях типа $p\pi$, pn и pp .

Первые измерения на совпадениях для двух нуклонов из ^{12}C с использованием меченых фотонов в Δ -области были сделаны в уже упомянутой работе [113]. Авторы этой работы установили, что сечение $A(\gamma, pp)$ -реакции примерно на порядок меньше сечения реакции $A(\gamma, pn)$, а также наблюдали угловые pn -корреляции, сходные с

замеченными раньше в экспериментах с тормозным спектром. Однако и в этом случае детальную информацию о механизме реакции извлечь трудно (на этот раз из-за недостаточного импульсного разрешения). В эти же годы были изучены инклюзивные протонные спектры на пучках меченых фотонов японского синхротрона [115–117]. В частности, в работах [115, 116] при наблюдении протонов, вылетающих из Ве и С под лабораторным углом 25° , были зарегистрированы два пика, происхождение которых авторы предположительно связывают с двумя квазисвободными реакциями

$$\gamma + "N" \rightarrow p + \pi, \quad (5)$$

$$\gamma + "pN" \rightarrow p + N, \quad (6)$$

где "N" обозначает внутриядерный нуклон ("p" или "n"), "pN" — двухнуклонную систему ("pp" или "pn"). На рис. 4 приведен импульсный спектр протонов из реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, p)$, измеренный в работе [115]. На рисунке действительно видны два максимума, положение которых на шкале импульсов протонов соответствует кинематике реакций (5), (6). При этом из-за отсутствия второй

заряженной частицы в реакции (6) следует, что ее надо идентифицировать как

$$\gamma + "d" \rightarrow p + n, \quad (7)$$

что указывает на существование в ядрах нейтрон-протонных корреляций (квазидейтронов). Однако для получения более определенной информации о раздельном вкладе реакций (γ, pp) и (γ, pn) необходимы эксперименты на совпадениях в постановке, близкой к эксклюзивной (см. ниже описание работы [117]). В работе [118] измерялся импульсный спектр протонов от ${}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$ под углами 23° , 55° и 130° в интервале энергий $k = 360$ – 600 МэВ. Структуру спектра, наблюдаемого под передними углами, можно было связать с реакциями квазисвободного рождения пиона и квазидейтронного распада, а протоны, летящие назад, преимущественно с внутриядерным многократным рассеянием.

Более определенные результаты в обеих сериях исследований были получены в итоговых работах [119, 117], выполненных соответственно на синхротронах в Бонне и Токио. В связи со значительностью полученных в них результатов мы остановимся на этих работах подробнее.

В работе [119] на пучке меченых фотонов с $k = 220$ – 450 МэВ было выполнено систематическое изучение эмиссии протонов и π^\pm -мезонов из ядер Ве, С, О, Ti и Pb. Использовалось тормозное излучение электронов с энергией $E_0 = 450$ МэВ с внутренней системой мечения [120]. Энергию фотонов можно было изменять в пределах $k = (0,45 - 0,97)E_0$ с разрешением $\Delta k = 0,02E_0$. Заполнение кольца ("duty cycle") синхротрона составляло 3 %, поэтому интенсивность γ -пучка отсекалась на уровне $N_\gamma = 10^5 \text{ с}^{-1}$.

В работах использовался адронный детектор, состоящий из двух частей: магнитного спектрометра с обратимым направлением поля для изучения заряженных частиц (e^\pm , π^\pm , p , d) в интервале импульсов 80–800 МэВ и 18 сцинтилляционных счетчиков для регистрации совпадений заряженных или нейтральных частиц. В состав магнитного спектрометра входят плоские дрейфовые камеры, позволяющие получать четыре точки на траектории частицы. Заряженные и нейтральные частицы различались с помощью тонких сцинтилляционных счетчиков. Для временипролетных измерений использовались годоскопы из пар счетчиков. Частицы идентифицировались по импульсу p и времени пролета τ (рис. 5). Основными результатами работы являются распределения по импульсу для π^\pm -мезонов и протонов, зарегистрированных в спектрометре при $\theta_{\text{лаб}} = 52^\circ$ и двух фотонных энергиях $k = 282 \pm 5$ МэВ и $k = 227$ МэВ. В спектрах для легких ядер (Ве, С, О) виден ясный пик в области квазисвободного рождения пионов, для более тяжелых (Ti, Pb) — только широкий максимум. На свинце заметно различаются сечения рождения π^+ - и π^- -мезонов, что можно связать с различием числа нейтронов и протонов в этом ядре.

Экспериментальные данные удовлетворительно согласуются (особенно при низких энергиях фотонов) с монте-карловским расчетом внутриядерного каскада, проведенным с учетом квазисвободного рождения π -мезонов, прохождения их через ядро, πN -рассеяния, πN -перезарядки и поглощения нуклонными парами, а также с учетом принципа Паули для нуклонов. Предсказывае-

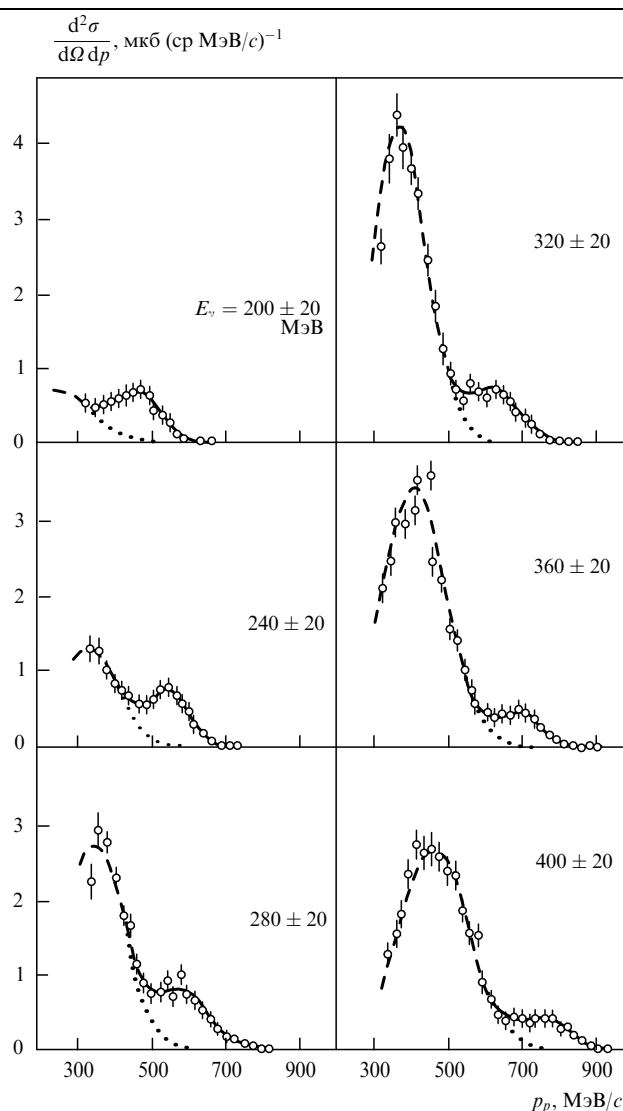


Рис. 4

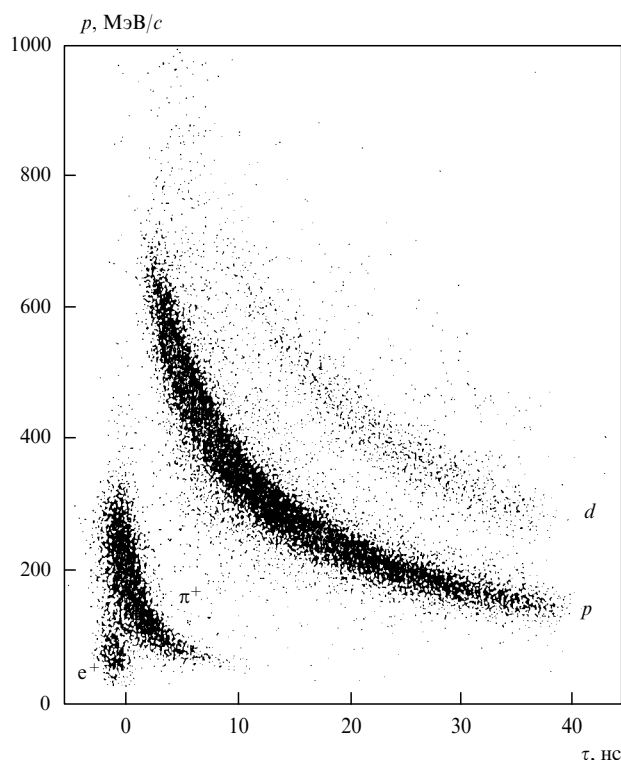


Рис. 5

мое сечение очень чувствительно к влиянию взаимодействия в конечном состоянии, в частности это выражается в сдвиге квазисвободного пика для свинца. На рис. 6а в качестве примера приведены результаты для Be и Pb при $E_\gamma = 282 \pm 5$ МэВ. Расчеты внутриядерного каскада изображены гистограммой. Вертикальной штриховой линией показано положение импульса пиона для элементарного процесса $\gamma N \rightarrow \pi N$.

В спектрах протонов ожидалось низкоэнергетичные протоны отдачи из процессов рождения π -мезонов и высокоэнергетичные ($T_p = k/2$) протоны от двухнуклонной эмиссии. Последние были обнаружены в виде пика для Be при низких энергиях фотонов $k = 227$ МэВ (рис. 6б). С ростом размеров ядра этот максимум постепенно исчезает. Сечение двухнуклонной эмиссии уменьшается с ростом энергии фотонов. Сечение рождения π -мезонов, наоборот, растет с энергией фотонов, но большая часть протонов от этого процесса находится ниже порога спектрометра (40 МэВ). В работах было проведено сравнение экспериментальных результатов с расчетом по модели внутриядерного каскада (штриховая гистограмма на рис. 6б) и дополнительным учетом взаимодействия в конечном состоянии (сплошная гистограмма). Из сравнения видно, что учет взаимодействия в конечном состоянии можно объяснить особенности протонных спектров.

Дополнительная информация о механизмах реакций была получена из наблюдения для кислородной мишени совпадений протонов, регистрируемых в спектрометре, с протонами, нейтронами и пионами в сцинтилляционных счетчиках. Полученные результаты можно кратко сформулировать следующим образом: для $p\pi$ -совпадений характерно присутствие только низкоэнергетичных протонов; в $p\pi$ -совпадениях, наоборот, преобладают протоны высокой энергии; для pp -пар характерно более

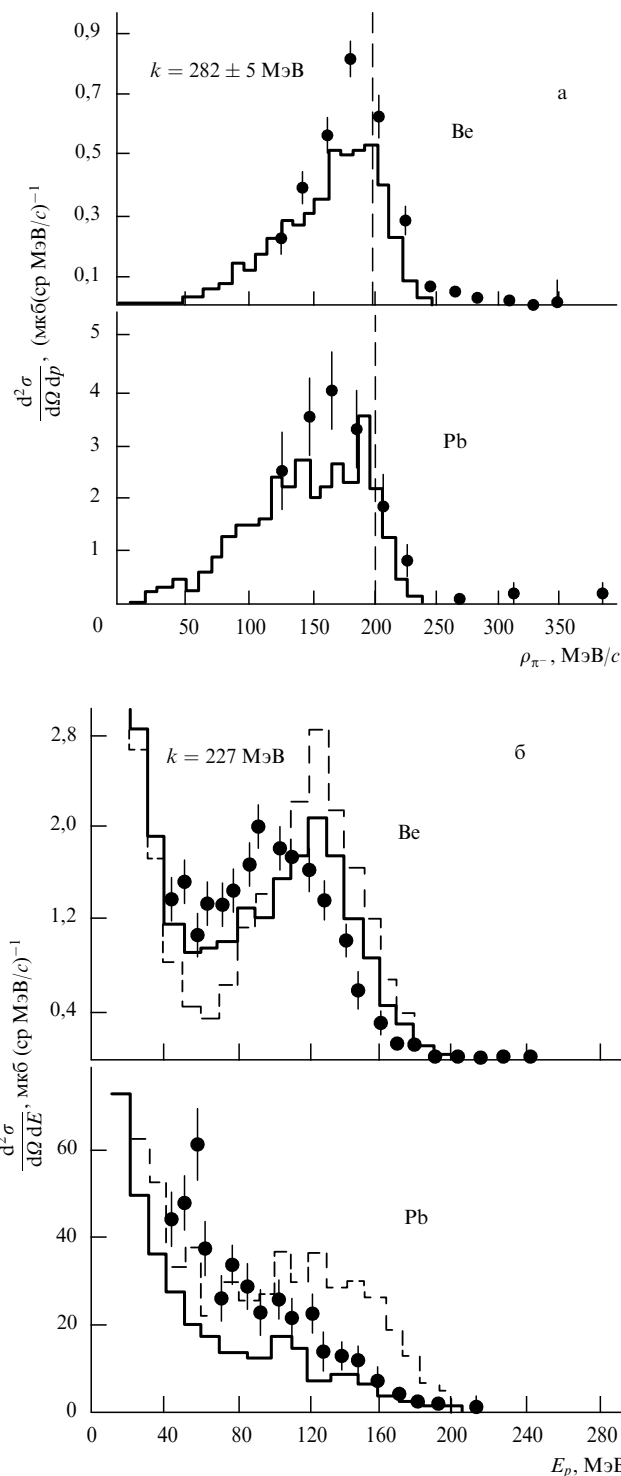


Рис. 6

низкое, чем для pn -пар сечение и преобладание протонов низкой энергии. Легко видеть, что эти результаты удовлетворительно согласуются с рассмотренными ранее механизмами фотореакций: квазисвободное рождение пионов ($p\pi$), квазидейтронный распад (pn), рождение пиона с последующим его поглощением (pp).

Таким образом, работа [119] в значительной степени подтвердила картину фотоядерных реакций в области промежуточных энергий, ожидавшуюся из общих соображений (см. раздел 3.1) и теории (квазисвободное рождение пионов, квазидейтронный механизм, объем-

ное рождение адронов, взаимодействие адронов в конечном состоянии и др.), и даже наметила количественные масштабы для некоторых процессов.

Другая итоговая работа была выполнена на меченых пучках токийского синхротрона [117]. Целью этой работы являлись подтверждение правильности интерпретации о двух пиках, наблюдаемых в инклюзивных импульсных спектрах протонов раньше [115, 116], и измерение сечений реакций

$$\gamma + "pn" \rightarrow p + n, \quad (8)$$

$$\gamma + "pp" \rightarrow p + p \quad (9)$$

отдельно для каждой из них (см. пояснение к формулам (5) и (6)), а также измерение зависимости сечения от E_γ и A для изучения механизма квазисвободных реакций в Δ -области.

В работе применялась полужексклюзивная методика (измерялись E_γ , импульс и углы вылета обоих нуклонов из реакций (8) и (9)), которая позволила выделить квазисвободные реакции (6) от большого фона, порожденного квазисвободным образованием пионов в реакции (5).

Работа проводилась на меченых фотонных пучках электронного синхротрона Института ядерных исследований Токийского университета в интервале энергий $187 < E_\gamma < 427$ МэВ. Детектор состоял из магнитного спектрометра, который позволял регистрировать протоны, вылетающие из реакций (γ, p) , (γ, pn) и (γ, pp) под углом 30° и годоскопа из 64 пластиковых сцинтилляционных счетчиков, измеряющих (в совпадениях с вперед летящим протоном) импульсы протонов и нейтронов, вылетающих под углами $90-170^\circ$. В качестве мишеней использовались дистиллированная вода (^1H и ^{16}O), жидкий дейтерий (^2H) и пластины из ^9Be и ^{12}C .

В состав магнитного спектрометра входили изогнутый магнит, триггерные сцинтилляционные счетчики и трековые камеры (многопроволочные пропорциональные и дрейфовые). Спектрометр был прокалиброван электронами с импульсом $p_e = 550$ МэВ/с и двухчастичной реакцией $\gamma + d \rightarrow p + n$. Идентификация p , e^+ , π^+ и d проводилась при помощи измерения времени пролета между двумя триггерными счетчиками. Перед годоскопом были размещены 16 сцинтилляционных счетчиков для отделения заряженных частиц от нейтральных. Импульсы протонов и нейтронов определялись по времени пролета между счетчиком вблизи мишени и годоскопом. Также различались фотоны от распада π^0 из реакции $\gamma + "p" \rightarrow p + \pi^0$ и нейтроны из реакции $\gamma + "pn" \rightarrow p + n$.

Заряженные частицы, зарегистрированные годоскопом, различались при помощи комбинации метода времени пролета с измерением амплитуды сигнала. Калибровка годоскопа проводилась нейтронами из реакции $\gamma + d \rightarrow p + n$, в которой протон регистрировался магнитным спектрометром. Траектория протона и его импульс восстанавливались по координатам, измеренным в камерах, расположенных впереди и сзади магнита спектрометра. В экспериментах на совпадениях каждому протону, прошедшему через магнитный спектрометр, сопоставлялась одна из частиц, идентифицированных в годоскопе (γ, n, π, p) , т.е. детектор позволял выделять реакции $(\gamma, p\gamma)$, (γ, pn) , $(\gamma, p\pi)$ и (γ, pp) соответственно.

На рис. 7 приведены спектры протонов, прошедших через магнитный спектрометр для дейтериевой и бериллиевой мишеней, которые соответствуют (сверху вниз) следующим случаям: регистрируется только протон в спектрометре; регистрируется протон в спектрометре и γ -квант в годоскопе в совпадении (а); протон в совпадении с нейтроном (б); протон в совпадении с π -мезоном (в) и протон в совпадении с протоном (г). На верхней части рис. 7 для дейтериевой мишени видны два максимума, расположение которых на шкале импульсов, как показывает расчет, соответствует кинематике реакций квазисвободного рождения π -мезонов (для левого максимума):

$$\gamma + p + (n) \rightarrow p + \pi^0 + (n), \quad (10)$$

$$\gamma + n + (p) \rightarrow p + \pi^- + (p), \quad (11)$$

где (n) и (p) — нуклон-наблюдатель, и реакции фотодезинтеграции дейтрона (для правого максимума):

$$\gamma + d \rightarrow p + n. \quad (12)$$

Как видно из рисунка, правый максимум в экспериментах на совпадениях остается только в канале (γ, pn) , который очевидно соответствует реакции (12). Высокоэнергетичные продукты этой реакции регистрируются в годоскопе (нейтрон) и магнитном спектрометре (протон). Небольшое количество быстрых протонов, зарегистрированных в канале (γ, pp) , по-видимому, появляется из-за неправильной идентификации нейтронов как протонов. Что касается левого максимума, то он существует для всех каналов реакции: в $(\gamma, p\gamma)$ -канале годоскоп регистрирует γ -квант от распада π^0 -мезона из реакции (10), в (γ, pn) — нейтрон-наблюдатель из той же реакции, в $(\gamma, p\pi)$ — π^- -мезон из реакции (11) и, наконец, в (γ, pp) —

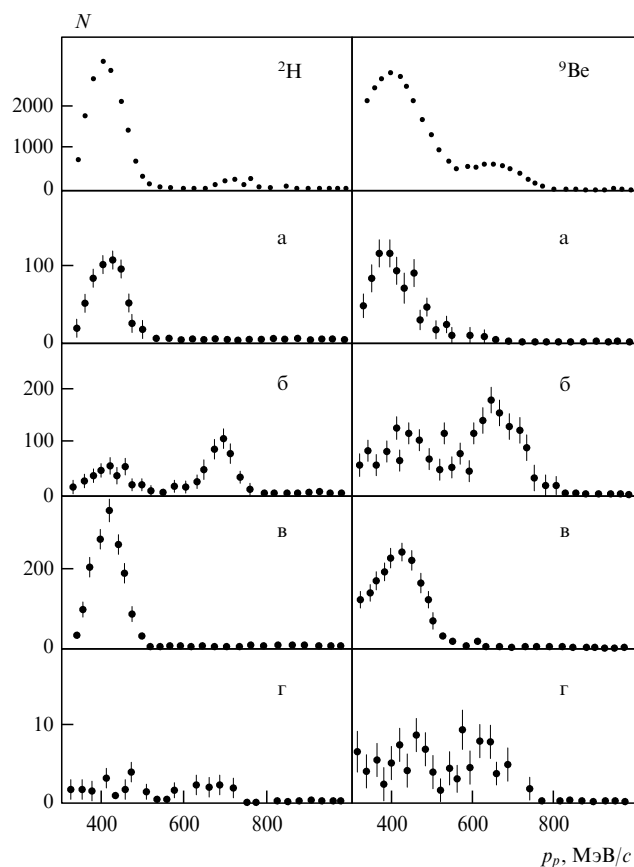


Рис. 7

протон-наблюдатель из этой же реакции. Очевидно, что во всех этих случаях протон, регистрируемый в магнитном спектрометре, должен иметь значение импульса в районе первого максимума.

Интерпретация результатов, полученных для ${}^9\text{Be}$ -мишени, отличается только для канала (γ, pp) , в который дает дополнительный вклад протонов высокой энергии квазисвободная реакция



в то время как для дейтериевой мишени быстрые протоны возникают только в результате неправильного опознания нейтронов из реакции



По описанным измерениям на совпадениях и были идентифицированы реакции (13) и (14).

Положения первого и второго максимумов в импульсном спектре протонов в зависимости от E_γ показаны соответственно на нижней и верхней частях рис. 8. На этом рисунке, кроме того, приведены линии, ожидаемые для реакции $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ на свободном протоне (внизу) и реакции $\gamma + d \rightarrow p + n$ на свободном дейтроне (вверху). Из рисунка видно, что эти максимумы в случае ядерных мишеней сдвинуты относительно линий в сторону меньших импульсов протонов на 10–40 МэВ/с. Сдвиг второго максимума примерно вдвое больше, чем первого.

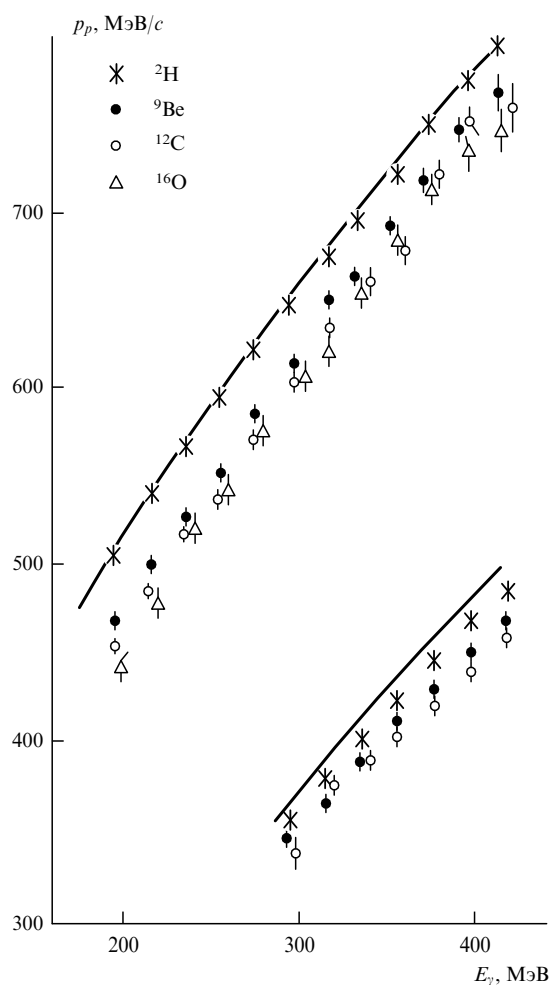


Рис. 8

Возможная интерпретация сдвигов — влияние связи одного нуклона (1N) в реакции (5) и двух (2pN) в реакции (6).

3.5. Электромагнитное возбуждение ядерной Δ -изобары виртуальными и реальными фотонами

При обсуждении парциальных реакций фоторождения нуклонов и π -мезонов было отмечено, что особенности этих процессов можно понять, если привлечь для их интерпретации механизмы квазисвободного рождения пионов и квазидейтронного распада pn -пар с учетом взаимодействия образующихся адронов в конечном состоянии. В соответствующих экспериментах были зарегистрированы сдвиги энергии образующихся адронов в сторону меньших значений по сравнению с их положением для элементарных реакций (на протоне или дейтроне соответственно), а также выполаживание пика (уширение и уменьшение высоты, отнесенной к массовому числу). Сдвиги естественным образом объясняются влиянием энергии связи квазисвободного нуклона или квазидейтрона (часть передаваемой энергии идет на компенсацию энергии связи), а выполаживание — влиянием движения ядерных нуклонов.

Из общих соображений (см. раздел 3.1.2) представляется очевидным, что параметры ядерной Δ -изобары, образованной в электромагнитном процессе, также могут отличаться от параметров нуклонной изобары положением, шириной и высотой Δ -пика. При этом в случае преобладания механизма квазисвободного рождения Δ -изобары Δ -максимум должен наблюдаться при больших передаваемых энергиях. Кроме того, ядерная среда может вносить специфические фоновые вклады, которые также могут приводить к деформации и сдвигу Δ -максимума.

3.5.1. Первые эксперименты по изучению электророждения ядерной Δ -изобары в легких ядрах. Впервые экспериментальное изучение проблемы сдвига и уширения ядерного Δ -максимума в электромагнитном процессе было сделано в работах [121, 122], посвященных исследованию взаимодействия виртуальных фотонов с легкими ядрами He, Be, C и O в процессе рассеяния электронов с энергией 730 МэВ под углом $37, 19^\circ$ ($Q^2 \sim 0, 1$ (ГэВ/с) 2).

В табл. 1 представлены результаты этой работы. Здесь во втором столбце приведены значения переданной энергии ω_Δ , соответствующей возбуждению Δ -изобары, в третьем — сечение на один нуклон (в максимуме), в четвертом — положение пика квазиупругого рассеяния, в пятом — сечение в области квазиупругого пика.

Таблица 1

Ядро	ω_Δ , МэВ	$\frac{1}{A} \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega}$, нб (ср МэВ) $^{-1}$	ω_{QF} , МэВ	$\frac{1}{A} \frac{d^2\sigma(QF)}{d\Omega dQ}$, нб (ср МэВ) $^{-1}$
H	380 ± 10	$1,03 \pm 0,08$	100	
He	370 ± 10	$0,80 \pm 0,05$	105 ± 5	$2,25 \pm 0,14$
Be	375 ± 10	$0,84 \pm 0,04$	115 ± 5	$1,91 \pm 0,08$
C	360 ± 10	$0,80 \pm 0,04$	115 ± 5	$1,83 \pm 0,08$
O	375 ± 10	$0,77 \pm 0,06$	120 ± 5	$1,76 \pm 0,12$

Из таблицы видно, что 1) ядерный Δ -пик имеет легкую тенденцию к сдвигу в сторону меньших ω по

сравнению с его положением для свободного протона (хотя величина этого сдвига находится в пределах ошибок); 2) положение пика квазиупругого рассеяния электронов сдвигается по сравнению с рассеянием на протоне в сторону больших ω (как это и должно быть в случае рассеяния на связанном нуклоне); 3) сдвиг ядерного Δ -пика относительно положения пика квазиупругого рассеяния проявляется более заметно, чем при сравнении с положением Δ -пика на протоне. Значение этого сдвига, хотя тоже не велико, но уже находится за пределами ошибок: $\Delta\omega = (15-35) \pm 12$ МэВ. Разумеется, столь небольшой сдвиг трудно интерпретировать; однако, по-видимому, можно предположить, что его происхождение связано с существованием какого-то другого эффекта, отличного от квазисвободного механизма возбуждения Δ -изобары. Очень грубо (без учета возможных интерференционных явлений) можно сказать, что за положение ядерного Δ -пика ответственны не только квазисвободный механизм, сдвигающий пик в сторону больших ω , но и один (или несколько) других из числа перечисленных в разделе 2.5.2, которые почему-то сдвигают его в сторону меньших ω . В результате ядерный Δ -пик слегка сдвигается в сторону меньших ω по сравнению с положением нуклонного Δ -пика.

К такому же $Q^2 = 0,1$ (ГэВ/с)² относится еще одна работа [123], в которой также был обнаружен небольшой сдвиг Δ -пика к более низким энергетическим потерям по сравнению с рождением на нуклоне. Кроме того, во всех перечисленных работах влияние ядерной среды проявлялось в уширении Δ -пика и сильном возрастании сечения в области между квазиупругим и Δ -пиками (так называемая dip-область).

Все сказанное выше относится к электророждению Δ -изобары при одном и том же значении $Q^2 \sim 0,1$ (ГэВ/с)². Зависимость величины сдвига Δ -пика от Q^2 , по-видимому, впервые была замечена в работе [124], где для ¹²C при $Q^2 = 0,09$ (ГэВ/с)² наблюдался такой же сдвиг, как и в работах [121–123], а при $Q^2 = 0,16$ (ГэВ/с)² сдвига замечено не было. Наконец, в работе [125] для ядер Са и Fe при $Q^2 = 0,16$ (ГэВ/с)² был обнаружен сдвиг Δ -пика в сторону более высоких потерь энергии, чем в случае свободного нуклона.

3.5.2. Систематическое изучение электророждения ядерной Δ -изобары в интервале $0,2 < Q^2 < 0,52$ (ГэВ/с)². Из приведенного перечня результатов видно, что к концу 80-х годов назрела необходимость в систематическом изучении процесса электророждения Δ -изобары и, в частности, проблемы существования сдвига Δ -максимума и зависимости величины этого сдвига от свойств ядер (массовое число, размеры, энергия связи и др.) и Q^2 . Такое систематическое изучение особенностей электророждения Δ -изобары было начато в работе [126], в которой исследовались ядра Н, He, C, Fe и W при квадратах переданного 4-импульса Q^2 от 0,2 (ГэВ/с)² до 0,52 (ГэВ/с)².

Эксперимент был поставлен в ядерном центре SLAC (Стэнфорд, США) на электронном пучке с энергией от 0,96 до 1,5 ГэВ. В работе использовался 1,6 ГэВ/с-спектрометр [127] и новый электронный детектор, созданный для данного эксперимента. Он состоял из трех многопроволочных дрейфовых камер с четырьмя плоскостями проволочек, черенковского детектора, наполненного изобутаном, двух плоскостей сцинтилля-

ционного годоскопа и 35-сегментного ливневого счетчика из свинцового стекла. Триггером события служило совпадение сигналов между годоскопами и 35-сегментным счетчиком или черенковским детектором. Исследования проводились с проточной жидководородной мишенью длиной 15 см, проточной гелиевой мишенью высокого давления (25 атм) длиной 25 см и тонкими твердыми пластинками, изготовленными из соответствующих материалов с естественным изотопным составом. Для всех мишеней изучалось рассеяние электронов под углом $37,5^\circ$, что соответствует $Q^2 = 0,2$ (ГэВ/с)² при $E_e = 0,96$ ГэВ и $Q^2 = 0,52$ (ГэВ/с)² при $E_e = 1,5$ ГэВ. В полученные сечения вносились радиационные поправки, поправки на толщину мишеней, эффективность детектора, мертвое время электроники, аксептанс спектрометра и др. Сечения упругого рассеяния электронов на водороде с точностью до 1 % совпали со средним значением из всех ранее опубликованных данных [128].

В результате измерений было обнаружено, что усредненное по массовому числу A значение инвариантной массы W для Δ -пика при $Q^2 = 0,2$ (ГэВ/с)² примерно совпадает со значением $W_N = 1220$ МэВ для свободного нуклона и растет с ростом Q^2 . На рис. 9а показан ход зависимости W от Q^2 , полученный в обсуждаемой работе [126], а также экспериментальные данные для легких ядер (He, Be, C, O), взятые из работ [121–124]. Из рисунка

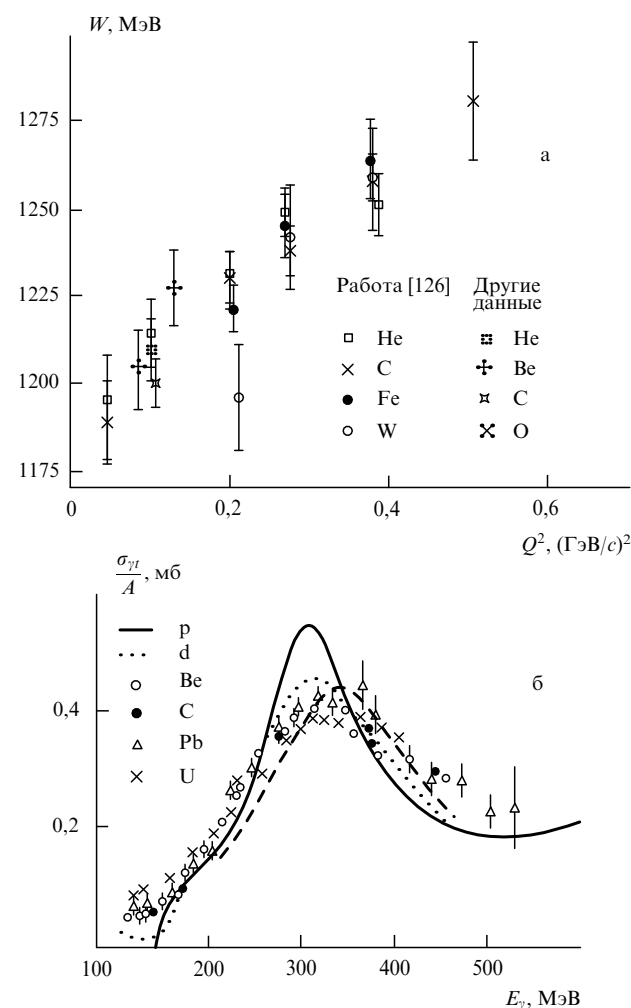


Рис. 9

видно, что за исключением одной точки, относящейся к вольфраму, наблюдается примерно линейный ход этой зависимости в пределах от -30 до $+60$ МэВ относительно значения $W_N = 1220$ МэВ.

Наблюдающийся сдвиг Δ -пика при изменении Q^2 может быть вызван либо особыми свойствами Δ -резонанса в ядерной среде, либо фоновыми вкладами от конкурирующих реакций, либо, наконец, тем и другим одновременно. Обсуждение этого вопроса было продолжено в работе [129], в которой отмечается, что реальный (не фоновый) сдвиг составляет около 35 МэВ. Однако природа этого сдвига, по мнению авторов, связана не с квазисвободным механизмом возбуждения Δ -изобары, а с особенностями ее взаимодействия с Δ -ядерным потенциалом (см. раздел 5.2.4).

Из других результатов, полученных в работе [126], отметим большую ширину Δ -пика, которая для всех ядер кроме ${}^4\text{He}$ равна $\Gamma_{\Delta}^{\text{nucl}} = 250$ МэВ, т.е. вдвое превышает $\Gamma_{\Delta}^{\text{H}}$ для водорода (118–127 МэВ) и слабую A -зависимость сечения, отнесенного к одному нуклону в dip -области. Последнее указывает на относительно небольшой вклад специфически ядерного, например квазидейтронного, фона при значениях Q^2 в диапазоне $0,2 - 0,52$ (ГэВ/с) 2 .

3.5.3. Изучение фотопоглощения в Δ -области. Полное адронное сечение фотопоглощения $\sigma_{\gamma T}$ в Δ -области ($100 < E_{\gamma} < 500$ МэВ) приведено и обсуждается в обзоре [1] работ, выполненных с реальными фотонами в инклюзивной постановке экспериментов (см. также [130]). В обзоре [1] сравниваются сечения, рассчитанные на нуклон, для ядер H, Be, C, Pb и U с сечением для протона и отмечается, что Δ -максимум четко проявляется для всех ядер и что в пределах экспериментальных погрешностей $\sigma_{\gamma T}/A \simeq \text{const}$, т.е. кривые для всех ядер совпадают по форме, значению средней энергии и масштабу ("универсальная кривая"). Эти результаты показаны на рис. 9б. Отметим, что данные для делящихся ядер ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$ были получены в работе [100] на меченом фотонном пучке боннского синхротрона в интервале энергий $120 < E_{\gamma} < 460$ МэВ.

Основной вывод, к которому приходит автор обзора [1], заключается в следующем: Δ -резонанс проявляется в ядерной среде, хотя форма кривой сечения несколько отличается от соответствующей кривой для протона большей шириной и меньшей высотой Δ -максимума, отнесенной к массовому числу. В качестве возможных причин изменения формы кривой сечения в ядерной среде автор называет ферми-движение, которое добавляет к ширине нуклонного резонанса (115 МэВ) примерно 50 МэВ, и принцип Паули, который запрещает некоторые нуклонные переходы, уменьшая тем самым σ/A . Кроме того, значительный эффект может давать образование в ядрах $N\Delta$ -систем, приводящее к несвойственным свободной изобаре процессам: NN -каналу реакции и движению Δ -изобары в ядерном веществе.

Что касается сдвига Δ -максимума относительно его положения для свободного нуклона (сплошная кривая на рис. 9б), то вряд ли можно придавать значение едва намечившемуся смещению вправо массива экспериментальных точек, которое для ядра ${}^{12}\text{C}$ равно 19 ± 5 МэВ. Согласно расчету, сделанному в работе [131] в предположении квазисвободного рождения Δ -изобары (с учетом ферми-движения), это смещение должно было быть заметнее (штриховая кривая на рис. 9б).

Заметим, что отсутствие сдвига Δ -максимума в электромагнитном процессе следует из модельно-независимого (основанного на использовании дисперсионных соотношений) анализа ядерного комптоновского рассеяния [2]. Из этого анализа следует, что резонансные энергии для ядер и свободных нуклонов сдвинуты меньше, чем на $\Delta E = 5$ МэВ.

Из работ последнего времени отметим результаты [132] новых измерений полных сечений фотоделения ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$, полученные на меченом фотонном пучке микротрона МАМИ В (Майнц, Германия). В работе использовался широкополосный масс-спектрометр с системой мечения [86], перекрывающий область энергий фотонов $50 < E_{\gamma} < 800$ МэВ. Энергетическое разрешение установки около 2 МэВ. Полный поток меченых фотонов может достигать $10^8 \gamma \text{ с}^{-1}$.

Авторы работы [132] отмечают, что их новые результаты в Δ -области совпадают между собой для обоих изотопов урана и согласуются с прежними результатами [100] и универсальной кривой. Ссылаясь на свою недавнюю работу [133], они замечают, что не обнаружили какой-либо особенности вблизи D_{13} -резонанса ($E_{\gamma} \sim 710$ МэВ).

Результаты работы [132] по фотоделению ${}^{238}\text{U}$ были подтверждены группой из Фраскати, Италия [134]. Что касается D_{13} -резонанса, то в своих предварительных результатах [135] эта группа также отмечает его сильное ослабление для ядер Be и C по сравнению с протоном.

По-видимому, можно сказать, что экспериментальное изучение массовой зависимости этого ослабления D_{13} (и более высоких) резонансов является одной из важных задач исследований фотопоглощения при помощи меченых γ -квантов.

4. Возбуждение ядерной Δ -изобары в ядро-ядерных и адрон-ядерных взаимодействиях

В разделе 3 на основании некоторых косвенных соображений было показано, что результаты изучения электромагнитных процессов приводят к выводу о существовании наряду с квазисвободным коллективным механизмом возбуждения ядерной Δ -изобары. Однако наиболее убедительные, прямые, доказательства его существования были получены в результате изучения реакций перезарядки адронов и ядер. В настоящем разделе будут описаны инклюзивные реакции перезарядки легких и тяжелых ионов, протонов и пионов. В конце раздела будет рассмотрен ряд эксклюзивных экспериментов, дающих более богатую информацию о ядерном Δ -возбуждении.

4.1. Реакция (${}^3\text{He}$, t)-перезарядки

Первые прямые указания на существование коллективного механизма возбуждения ядерной Δ -изобары были получены в 1983 г. одновременно в работах двух групп: ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) [136] и Сатурн (Сакле) [137] при изучении реакций (${}^3\text{He}$, t)-перезарядки⁹. Эти две группы и в дальнейшем продолжали изучать реакцию (${}^3\text{He}$, t),

⁹ Еще раньше (в 1977–1979 гг.) Δ -возбуждение ядер коллективного характера было зарегистрировано в реакциях (p , n)-перезарядки (см. раздел 4.2). Однако авторы соответствующих работ дали наблюдаемым эффектам другое объяснение.

непрерывно расширяя круг исследуемых ядер и перечень рассматриваемых проблем. Ниже будут рассмотрены некоторые из выполненных ими работ и использованная методика.

4.1.1. Изучение реакции ($^3\text{He}, t$)-перезарядки на водороде и ядрах в ЛВЭ ОИЯИ. Наблюдение сдвига и уширения Δ -пика. Наиболее убедительное доказательство существования коллективного механизма Δ -возбуждения ядер было получено в серии работ дубненской группы [136, 138–144]. В этих работах были впервые сформулированы все основные признаки коллективного механизма Δ -возбуждения ядер, а именно сдвиг Δ -пика в сторону меньших энергий возбуждения, его уширение и резкое возрастание сечения в этой области по сравнению с водородным случаем. Кроме того, в специально сделанных расчетах была показана невозможность объяснения всех этих эффектов в рамках одного только квазисвободного механизма возбуждения ядерной Δ -изобары. Остановимся на этих работах подробнее.

Первая работа [136] была выполнена на пучке ядер ^3He синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Схема установки показана на рис.10а.

На рис.10 приведены также результаты измерения сечений перезарядки на водороде (рис. 10б) и углероде (рис. 10в) при начальном импульсе пучка $p_0 = 6,785 \text{ ГэВ}/c$ и $\theta_t = 0^\circ$. Показан ход сечений в зависимости от энергии возбуждения ядра отдачи Q (в обозначениях работы [136]):

$$Q = E_{^3\text{He}} - E_t, \quad (15)$$

где $E_{^3\text{He}}$ — энергия ^3He , E_t — энергия тритона.

Из рисунка видно, что сечение перезарядки на углероде характеризуется двумя максимумами: при малых ($Q_0 < 100 \text{ МэВ}$) и больших ($Q_0 = 300 \text{ МэВ}$) энергиях возбуждения. Первый максимум соответствует спин-изоспиновым возбуждениям конечного ядра, сечение которых, как показывает сравнение с результатами работы [137], выполненной при импульсе $p_0 = 3,9 \text{ ГэВ}/c$, практически не меняется с энергией (рис. 10г). Второй максимум соответствует Δ -возбуждению ядра углерода. Сечение для этого процесса резко возрастает с энергией (в семь раз в упомянутой выше области начальных импульсов) и становится определяющим при еще более высокой энергии.

Главным результатом работы [136] является обнаружение сдвига Δ -максимума для ядра углерода по сравнению с его положением в случае перезарядки на протоне. Разность энергий возбуждения для углерода и протона составила

$$\begin{aligned} \Delta Q_0 &= Q_0(\text{C}) - Q_0(\text{p}) = \\ &= 300 \text{ МэВ} - 324 \text{ МэВ} = -24 \text{ МэВ} \end{aligned} \quad (16)$$

в сторону меньших энергий возбуждения. Этот сдвиг и резкий рост сечения в области Δ -возбуждения, а также установленное в последующих работах [138–140] уширение углеродного Δ -пика по сравнению с водородным и является, как мы уже говорили и подробнее расскажем несколько позже, основными признаками проявления коллективного характера Δ -изобарных возбуждений ядра.

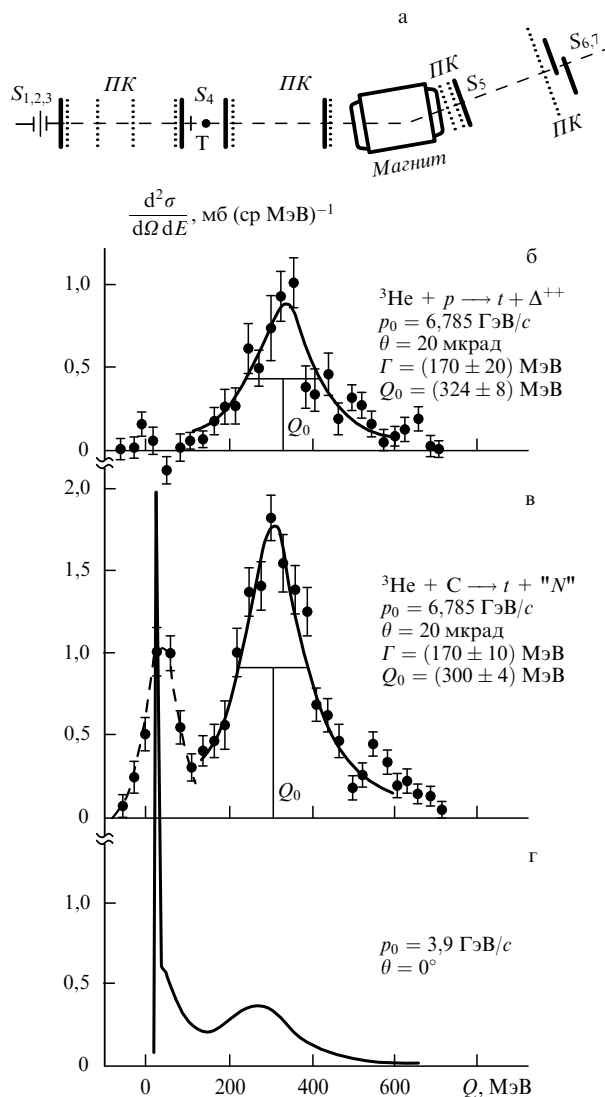


Рис. 10. (а) Схема дубненской установки: $S_1 - S_7$ — сцинтилляционные счетчики для выделения первичного пучка и тритонов перезарядки, ПК — многопроволочные камеры для определения параметров траекторий регистрируемых частиц, Т — мишень. (б) Сечение перезарядки на водороде. (в), (г) Сечения перезарядки на углероде

Работы [138–140] были выполнены на пучке ^3He синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ при помощи установки "Альфа" [141], схема которой показана на рис. 11.

Физические параметры установки "Альфа": рабочая интенсивность пучка $^3\text{He} - 10^6$ частиц/цикл (максимальная — 10^{11}), погрешность определения импульса тритона $\Delta p/p \leq 0,5\%$, погрешность определения переданной энергии $\Delta Q = \pm 3 \text{ МэВ}$.

Для рождения Δ -изобары в коллективном механизме благоприятным обстоятельством является сравнимое значение ее импульса с фермиевским. Поэтому реакция $^{12}\text{C} (^3\text{He}, t)$ изучалась при малых поперечных ($p_\perp \sim 0$) и небольших продольных ($p_\parallel = 0,35 - 0,40 \text{ ГэВ}/c$) передаваемых импульсах. Сводка результатов работ [138–140] дана в докладе [142] и диссертации [143]. Наиболее наглядно они могут быть представлены в виде таблицы из доклада [142] (см. табл. 2).

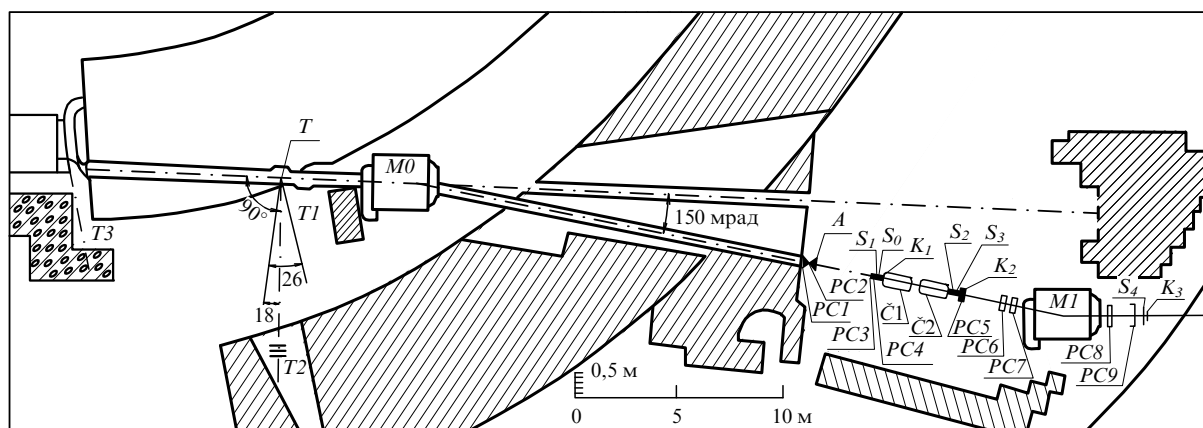


Рис. 11. Схема установки "Альфа": T — мишень; $T1$ и $T2$ — мониторящие телескопы из сцинтилляционных счетчиков для определения потока ядер ^3He , попавших на мишень; A, K_i, S_i — сцинтилляционные счетчики; \hat{C}_1, \hat{C}_2 — пороговые черенковские счетчики; PC_i — многопропорциональные пропорциональные камеры; MO — отклоняющий магнит; $M1$ — анализирующий магнит

Таблица 2

Импульс p (ГэВ/с) и энергия E (ГэВ/нуклон) пучка	Положение максимума Q_0 и ширина Γ (МэВ)			$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$	$R_{\text{эксп}}$
	$p(^3\text{He}, t)$	$^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$	неквазисвободный		
4,4 (0,8)	$322 \pm 2,5$ 138 ± 9	$274 \pm 2,5$ 182 ± 16	253 ± 2 142 ± 6	62 %	$1,82 \pm 0,05$
6,81 (1,52)	$327 \pm 1,5$ 109 ± 5	$295 \pm 1,5$ 204 ± 9	275 ± 1 142 ± 4	82 %	$1,77 \pm 0,03$
10,79 (2,77)	327 ± 2 109 ± 5	305 ± 2 257 ± 14	281 ± 2 153 ± 6	92 %	$1,95 \pm 0,03$
18,3 (5,23)	—	—	—	—	$214 \pm 0,17$

Здесь $\Delta\sigma/\sigma$ — относительный вклад в сечение для реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ в области $Q > 150$ МэВ, $R_{\text{эксп}} = (d\sigma/d\Omega)(0^\circ)_c / (d\sigma/d\Omega)(0^\circ)_p$.

Обсудим результаты, приведенные в табл. 2. Прежде всего обращает на себя внимание весьма широкий интервал исследованных импульсов (4,4–18,3 ГэВ/с), позволяющий изучать зависимость наблюдаемых эффектов от энергии. Одним из таких эффектов является отмеченный в пятом столбце таблицы рост относительного вклада в сечение реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ (с вылетом t под углом 0°), приходящегося на область Δ -возбуждения ($Q > 150$ МэВ). Вклад от другой составляющей ("квазиупругая" перезарядка с возбуждением низколежащих ядерных уровней) непрерывно уменьшается с ростом энергии снаряда и при $p_{^3\text{He}} = 10,79$ ГэВ/с составляет всего 8 %. Далее, из сравнения данных, приведенных во втором и третьем столбцах таблицы, видно, что положение Δ -максимума для реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ сдвинуто относительно его положения в реакции $p(^3\text{He}, t)$ примерно на 30 МэВ в сторону меньших энергий возбуждения, а его ширина заметно больше¹⁰. Этот результат, как показывает расчет (см. раздел 5.1), нельзя объяснить влиянием механизма квазисвободного рождения Δ -изобары.

Из расчета следует, что квазисвободный механизм (с учетом ферми-движения нуклонов и их энергии связи)

должен приводить к сдвигу Δ -максимума в сторону больших энергий возбуждения. Если "вычест" вклад в реакцию $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ от квазисвободного механизма, то сдвиг Δ -пика, обусловленный неквазисвободным (коллективным) механизмом, увеличивается примерно до 50 МэВ (см. четвертый столбец таблицы).

В пользу существования коллективного механизма Δ -возбуждения ядра ^{12}C говорят также данные, приведенные в шестом столбце таблицы, которые вдвое превышают теоретическое значение $R_{\text{теор}} \sim 0,8$, вычисленное [140, 143] по модели Глаубера–Ситенко [145, 146]. Такое заключение следует из того, что модель Глаубера–Ситенко опирается на предположение о квазисвободном механизме возбуждения изобар в ядрах и, как показало сравнение с экспериментом [139], хорошо описывает реакцию $p(^3\text{He}, t)$. Поэтому двойное превышение $R_{\text{эксп}}$ над $R_{\text{теор}}$ для ^{12}C означает неприменимость модели к реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$, т.е. свидетельствует о наличии существенного вклада в Δ -возбуждение ядра ^{12}C от неквазисвободного механизма.

Итак, резюмируя обсуждение совокупности результатов, полученных в цикле работ [136, 138–144], можно утверждать, что перечисленные выше особенности поведения сечения $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ нельзя объяснить в рамках существования единственного механизма возбуждения ядерной Δ -изобары — квазисвободного рождения ее на нуклонах ядра-мишени, т.е. приводят к заключению о существовании другого — коллективного — механизма, роль которого должна быть значительной.

¹⁰ Наблюдающийся в третьем столбце сдвиг положения Δ -пика в зависимости от энергии ^3He объясняется различным влиянием формфактора этого ядра $E \sim \exp(-27,74|t|)$ при разных значениях $|t| = Q^2 - \Delta p^2$ (где $\Delta p = p_{^3\text{He}} - p_t$) в пределах Δ -пика (особенно для низких энергий ^3He) [143].

4.1.2. Исследование реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ -перезарядки в национальной лаборатории "Сатурн" (Сакле). Первая работа группы "Сатурн" (Сакле) [137] по исследованию реакции $(^3\text{He}, t)$ -перезарядки на ядрах была выполнена в 1983 г. одновременно с первой работой [136] группы из Дубны. В этой и последующих работах группы "Сатурн" для регистрации тритонов использовался магнитный спектрометр SPES-4 [147] с общей длиной между мишенью и конечной фокальной плоскостью 35 м. Масса анализируемой частицы определялась по времени пролета между двумя наборами сцинтилляторов, отстоящими друг от друга на 16 м. Высокое (300 пс) разрешение обеспечивало вполне надежную идентификацию частиц. Отбор событий, образующихся в мишени, проводился при помощи двух наборов дрейфовых камер, расположенных в фокальной плоскости и обеспечивающих разрешение по импульсу $7 \cdot 10^{-4}$.

В первой работе этой группы [137] представлены данные по изучению реакции $(^3\text{He}, t)$ при энергиях 0,6; 1,2 и 2 ГэВ на мишенях из ^{12}C , ^{54}Fe , ^{89}Y . При энергии 2 ГэВ ($p = 3,9$ ГэВ/с) для всех мишеней обнаружено сильное возбуждение Δ -резонанса в виде широкого максимума при энергии реакции $Q = -270$ МэВ ($\Gamma = 150$ МэВ). В качестве возможной причины образования этих резонансов авторы называют квазисвободное Δ -возбуждение внутриядерного нуклона, участвующего в фермиевском движении. Другая возможная интерпретация, по мнению авторов, заключается в возбуждении дельта-дырочных состояний с различными спинами и четностями. Новые результаты по Δ -возбуждению ядер в реакции $(^3\text{He}, t)$ были опубликованы группой "Сатурн" в 1986 г. [148]. В этой работе при помощи описанной выше установки SPES-4 были исследованы ядра H, ^{12}C , ^{48}Ca , ^{54}Fe , ^{89}Y , ^{159}Tb и ^{208}Pb при энергии 2 ГэВ, а также дополнительно ядра ^{12}C при энергиях 1,5 и 2,3 ГэВ.

Сравнение спектров тритонов при энергии $E = 2$ ГэВ для разных мишеней показало, что положение Δ -пика в пределах 10 МэВ не зависит от массового числа мишеней¹¹ в диапазоне от ^{12}C до ^{208}Pb и соответствует передаваемой энергии $\omega = 255$ МэВ. Ширина пиков также одинакова и равна $\Gamma = 160$ МэВ. Сравнение с положением Δ -пика для реакции $p(^3\text{He}, t)\Delta$, найденным раньше [149] при $\omega = 325$ МэВ, подчеркивает значительность сдвига (70 МэВ), указывающую на существование эффектов ядерной среды.

Для ядра ^{12}C была изучена зависимость Δ -возбуждения от энергии. Результаты этого изучения приведены на рис. 12, где показаны спектры тритонов под углом 0° для реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ в зависимости от передаваемой энергии $\omega = E_{^3\text{He}} - E_t$. Для энергий 2,0 и 2,3 ГэВ в спектрах видны широкие максимумы в районе $\omega \sim 250$ МэВ, относящиеся к Δ -резонансу. Сечение в этой области растет с энергией. Для сравнения на том же рисунке пунктирной кривой показано расчетное сечение (в произвольных единицах) квазисвободного возбуждения Δ -резонанса при 2,3 ГэВ. Отчетливо виден сдвиг этой

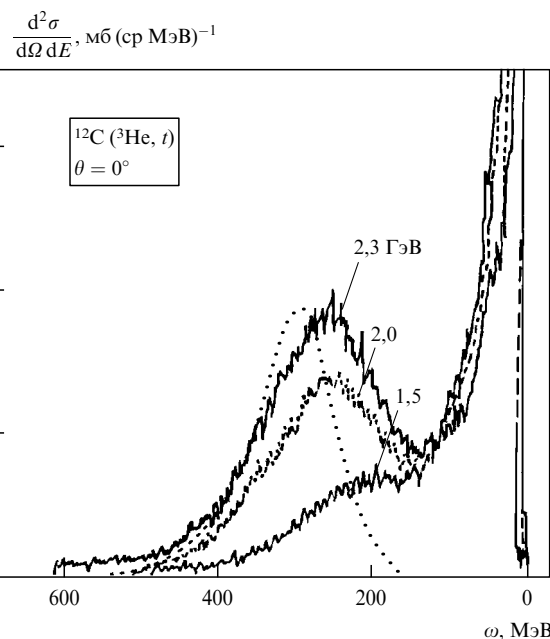


Рис. 12

кривой относительно экспериментального Δ -максимума в сторону больших передаваемых энергий ω .

Таким образом, группа "Сатурн" в те же годы, что и группа "Дубна", также обнаружила Δ -возбуждение ядер в реакции $(^3\text{He}, t)$ -перезарядки, которое по всем признакам имеет ядерное (не чисто квазисвободное) происхождение, т.е. указывает на существование коллективного механизма. Аналогичный результат был получен этой группой и в 1986 г. при изучении реакций перезарядки релятивистских тяжелых ионов (раздел 4.3). Дальнейшее исследование коллективного механизма для реакции $(^3\text{He}, t)$ было продолжено группой "Сатурн" в 1992 г. в специальном эксклюзивном эксперименте (раздел 4.5.3).

4.2. Реакции (p, n) -перезарядки

В этом разделе мы хотим воздать должное авторам некоторых старых работ, в которых был "почти открыт" коллективный механизм Δ -возбуждения ядер задолго до того, как его существование убедительно доказали в работах [136, 137]. Речь идет о работах [150–152] 1977–1979 гг. по изучению реакции (p, n) -перезарядки, в которых были получены результаты, типичные, как позднее стало ясно [153–155], для коллективного механизма Δ -возбуждения ядер.

Так, например, в работе [150], в которой изучались реакции $^7\text{Li}(p, n)$ и $^6\text{Li}(p, n)$ при энергии протонов 800 МэВ, были обнаружены широкие (300 МэВ/с) максимумы в нейтронных спектрах при $p_n = 1060$ МэВ/с. По всем признакам (положение в спектре, направление смещения, ширина) эти максимумы возникли под действием коллективного механизма Δ -возбуждения ядра, однако авторы работы ассоциировали их с образованием пионов на ядрах мишени.

Сходные широкие максимумы были обнаружены и в последующей работе [151] той же группы, в которой было исследовано несколько средних и тяжелых ядер (Al, Ti, Cu, W, Pb и U). Но и в этом случае говорилось, что широкие максимумы порождены квазисвободным обра-

¹¹ Это заключение, по мнению авторов работы [3], ошибочно из-за неучета роли формфактора, которая особенно существенна при околопороговых энергиях Сакле (см. примечание к описанию табл. 2). Анализ A -зависимости для (p, n) - и $(^3\text{He}, t)$ -реакций, сделанный в [3], дал для A -зависимости сечения приблизительную пропорциональность $A^{1/3}$ (подробнее см. раздел 4.2).

зованием пионов в реакциях протонов с внутренними нуклонами ядра.

Аналогичное заключение было сделано и в работе [152], авторы которой обнаружили в нейтронном спектре широкий максимум, отстоящий от квазиупругого пика на 300 МэВ. В этом случае максимум был объяснен образованием нейтронов в неупругой реакции с рождением пионов.

И только в работе [156], посвященной изучению нейтронных спектров в элементарной реакции $pp \rightarrow n\pi^+$, где для $E_p = 805$ МэВ был также обнаружен широкий (300 МэВ/с) максимум при $p_n = 1025$ МэВ, очень глухо упоминается Δ -резонанс, но только в смысле некоторого его феноменологического участия в формировании полного сечения пионообразования.

Тем не менее широкие максимумы в перечисленных работах удовлетворяют всем признакам, присущим коллективному механизму Δ -возбуждения ядер. Поэтому некоторые авторы (см., например, [157–160]) ссылаются на эти работы, как на пионерские, не смущаясь упомянутой выше трудностью с интерпретацией результатов. Мы также считаем, что описанные выше работы внесли существенный вклад в рассматриваемую тематику. Так, опираясь на данные, приведенные в работе [152] и работах [161–163] тех же авторов, были проанализированы A -зависимости полного сечения перезарядки в максимуме Δ -пика и зависимость формы ядерного Δ -пика от A и N ядра [3, 164, 165].

Анализ A -зависимости сечения был сделан в предположении одноступенчатого характера процесса (p, n)-перезарядки с возбуждением в ядре Δ -изобары и с учетом поглощения в мишени протона-снаряда и регистрируемого нейтрона. Общий вид зависимости сечения (p, n)-перезарядки (а также ($^3\text{He}, t$)) указывает на периферический характер процесса. Анализ формы ядерного Δ -пика показал, что его ширина растет с ростом A , что качественно можно объяснить влиянием безмезонного деовозбуждения Δ -изобары. Из других интересных результатов, полученных в работах [152, 161–163], выполненных в Гатчине, отметим обнаружение отсутствия сдвига Δ -пика для дейтронной мишени.

О более поздних (эксклюзивных) работах по изучению Δ -возбуждения ядер под действием протонов будет рассказано в разделах 4.6.1 и 4.6.2.

4.3. Реакции Δ -возбуждения ядер

под действием тяжелых релятивистских ионов

В 1986 г. в лаборатории "Сатурн" было впервые обнаружено возбуждение Δ -изобары в ядрах под действием релятивистских тяжелых ионов [157]. В работе был использован магнитный спектрометр SPES-4, описанный выше (см. раздел 4.1.2). Идентификация ионов по заряду производилась с помощью двух независимых ΔE -сигналов от сцинтилляторов толщиной 1 см. Обеспечивалось разрешение $\Delta Z/Z = 0,035$. Идентификация по массе проводилась измерением времени пролета на базе 17 м с разрешением 300 пс. Это разрешение позволяло, например, различать ^{19}F и ^{20}F с погрешностью меньше 1 %.

В работе были изучены две зеркальные реакции перезарядки $^{27}\text{Al}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Na})$ и $^{27}\text{Al}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{F})$ под действием пучка ^{20}Ne с энергией 950 МэВ на нуклон. На их спектрах, построенных в функции от энергии реакции Q , обнаружены два пика. Узкий пик при $Q = -30$ МэВ

интерпретируется авторами как возбуждение частично-дырочных состояний разных мультипольностей, а широкий максимум при $Q = -300$ МэВ — как очень сильное внутреннее возбуждение нуклона в Δ -резонанс в ядрах мишени. Установлено, что этот максимум проявляется при том же Q и при энергии пучка 1100 МэВ на нуклон.

В работе была также изучена реакция $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{C})$ под действием пучка ^{14}N с энергией 880 МэВ, для которой было обнаружено слабое Δ -возбуждение в районе $Q = -300$ МэВ, однако ядер ^{14}O в зеркальном канале реакции сверх фона не видели. Наконец, исследование реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$ при энергии 900 МэВ/нуклон показало, что в этом случае Δ -возбуждение практически отсутствует.

Обсуждая почти трехкратное (2,7) различие интенсивностей Δ -возбуждения в реакциях $^{27}\text{Al}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Na})$ и $^{27}\text{Al}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{F})$, которые в соответствии с изотопическими соотношениями должны быть одинаковы, авторы отмечают, что избыток сечения второй реакции можно качественно объяснить особенностями системы уровней ядер ^{20}F и ^{20}Na . Ядро ^{20}F имеет ряд связанных состояний, которые возбуждаются в спин-изоспиновых переходах. Аналоги этих состояний в ^{20}Na не связаны (т.е. не могут быть зафиксированы детектором как ^{20}Na). Кроме того, порог эмиссии частицы для ядра ^{20}Na равен всего 2,2 МэВ по сравнению с 6,6 МэВ для ^{20}F . Оба эти обстоятельства делают более вероятным образование в связанном состоянии именно ядра ^{20}F . Аналогичными соображениями об отсутствии (или слабости) спин-изоспиновых переходов, ведущих к образованию конечных ядер в связанном состоянии, можно объяснить и особенности других исследованных реакций.

Работы по изучению реакций перезарядки под действием релятивистских тяжелых ионов весьма интересны по нескольким причинам. Во-первых, они позволяют исследовать спин-изоспиновые моды в двух зеркальных реакциях с одним и тем же снарядом, что позволяет исключить роль структуры снаряда при сравнении этих реакций. Во-вторых, проводя измерения с различными ядрами-снарядами на различных ядрах-мишенях можно получить обширную информацию об A -зависимостях. Наконец, учитывая сильное поглощение тяжелых ионов в мишени, можно ожидать большую периферичность этих реакций, что позволяет надеяться на возможность исследования эффектов плотности при сравнении с реакциями под действием легких ионов.

Однако, если обратиться к основной теме нашего обзора, то приходится констатировать, что прямого ответа на главный интересующий нас вопрос о механизме Δ -возбуждения авторы работы [157] не дают. Вероятно, это связано с тем, что зарегистрированный ими Δ -максимум расположен при таком значении передаваемой энергии ($\omega_{\text{яд}} = 300$ МэВ), которое не позволяет с большой определенностью говорить о наличии или отсутствии Δ -сдвига, тем более, что в работе нет реперных данных для протонной мишени.

Правда, некоторые косвенные соображения в пользу участия в Δ -возбуждении коллективного механизма можно привести, если воспользоваться результатами изучения реакции $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ группами "Дубна" и "Сатурн", которые нашли для $\omega_p \sim 325$ МэВ, что на 25 МэВ больше, чем $\omega_{\text{яд}} = 300$ МэВ, найденное в обсуждаемой работе. Разницу между этими двумя значениями (25 МэВ) можно интерпретировать как

сдвиг ядерного Δ -максимума в сторону меньших энергий возбуждения.

4.4. Реакции (π^\pm, π^0) -перезарядки

Теоретическая интерпретация сдвига Δ -максимума, обнаруженного в реакциях $({}^3\text{He}, t)$ - и (p, n) -перезарядки, обычно предполагает участие в механизме реакции однопионного обмена (см. разделы 5.2 и 5.3). Поэтому значительный интерес представляет исследование таких реакций возбуждения Δ -изобары, в которых π -обмен невозможен или затруднен. К их числу относятся реакции (π^\pm, π^0) -перезарядки, поскольку в них π -обмен запрещен законом сохранения G-четности. Кроме того, исследование этих реакций важно из-за отсутствия Δ -возбуждения в частице-снаряде и возможности сравнения результатов для снарядов с разными зарядами. Можно также предполагать, что нулевой спин π -мезона облегчит теоретическую интерпретацию экспериментальных результатов.

Первая работа по изучению (π^-, π^0) -перезарядки была выполнена в 1987 г. в LAMPF (Лос-Аламос, США) на пучке π^- -мезонов с энергией 475 МэВ [158]. Однако из-за близости энергии к порогу максимум от π^0 -мезонов от "прямой" перезарядки пучковых π^- -мезонов оказалось трудно выделить на фоне π^0 -мезонов из Δ -распада. Более результативной, но несколько неожиданной по характеру полученных результатов оказалась работа, выполненная в 1990 г. на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) [166, 167]. В этой работе исследовались реакции (π^\pm, π^0) -перезарядки на ядрах H, C, Al при импульсе налетающего пиона 620–1200 МэВ/с на пионном канале установки "Каспий" ИЯИ АН СССР.

На рис. 13а приведена схема экспериментальной установки [159]. π^0 -мезоны выделялись по двум γ -квантам от π^0 -распада, которые регистрировались в черенковских счетчиках. Энергия π^0 -мезона определялась по энергии и углу разлета γ -квантов.

На рис. 13б представлены экспериментальный (сплошная линия) и расчетный (штриховая) спектры π^0 -мезонов из реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^0\Delta^{++}$. Параметры максимума: $\bar{E} = (861 \pm 19)$ МэВ, $\sigma = (107 \pm 22)$ МэВ. На рис. 13в дана гистограмма экспериментального спектра π^0 -мезонов из реакции ${}^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^0)$ и его аппроксимация гауссовой кривой. Параметры максимума: $\bar{E} = (936 \pm 7)$ МэВ, $\sigma = (158 \pm 6)$ МэВ. Спектр π^0 -мезонов из реакции ${}^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^0)$ выглядит аналогично и характеризуется значениями $\bar{E} = (940 \pm 8)$ МэВ, $\sigma = (130 \pm 8)$ МэВ. Обращает на себя внимание сильный сдвиг ядерного Δ -пика в сторону меньших энергий возбуждения по сравнению с положением пика для протона. Ширина максимума для реакций на ${}^{12}\text{C}$ значительно больше, чем для реакции на протоне.

Таким образом, результаты, полученные для реакции (π^\pm, π^0) -перезарядки, сходны с результатами изучения реакций $({}^3\text{He}, t)$ - и (p, n) -перезарядки, но, по-видимому, требуют нестандартного теоретического объяснения, поскольку π -обмен запрещен, а ρ -мезон является векторной частицей.

С точки зрения существующих теоретических взглядов (см. раздел 5.2.2) π -обменный механизм (который используется для объяснения сдвига Δ -пика в реакциях $({}^3\text{He}, t)$ и (p, n)) определяется особенностями так называемой спин-продольной части функции отклика ядра, сдвигающей Δ -пик в сторону меньших энергий возбуж-

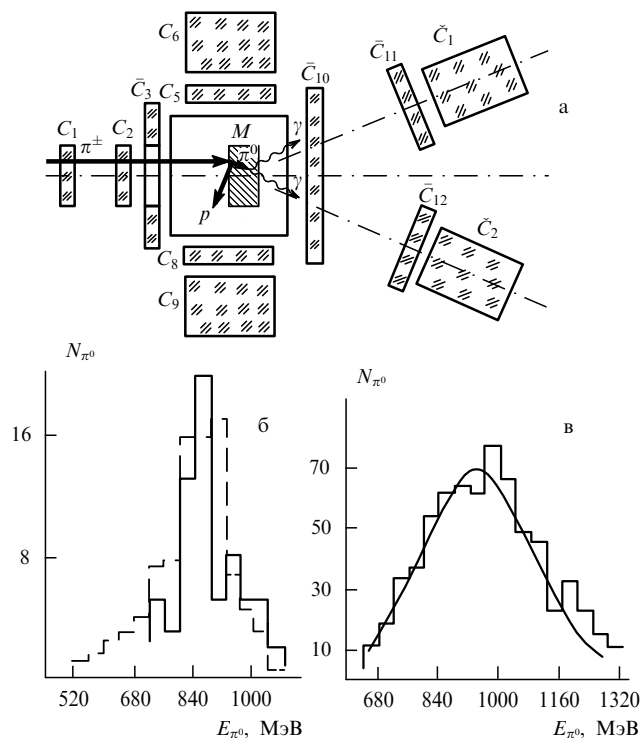


Рис. 13. (а) Схема экспериментальной установки для изучения реакции (π^\pm, π^0) -перезарядки: M — мишень, \hat{C}_1 и \hat{C}_2 — черенковские счетчики из свинцового стекла (14 радиационных длин), $C_1 - C_3$ — пучковые сцинтилляционные счетчики, $C_5 - C_9$ — $(E - \Delta E)$ -счетчики для регистрации заряженных частиц, $C_{10} - C_{12}$ — сцинтилляционные счетчики антисовпадений. (б) Спектры π^0 -мезонов из реакции $p(\pi^+, \pi^0)$. (в) Спектр π^0 -мезонов из реакции ${}^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^0)$

дения, а ρ -обменный — спин-поперечной частью, не сдвигающей Δ -пик. Поэтому результаты работ [166, 167] и представляются несколько неожиданными (см. их обсуждение в разделе 5.3.2). Однако они не единственные в этом смысле.

В 1989 г. в лаборатории "Сатурн" была выполнена работа [168] по изучению реакции $d, 2p({}^1S_0)$ на пучке поляризованных дейтронов энергией 1,6 и 2 ГэВ с образованием двух протонов в синглетном состоянии, которая эквивалентна простейшей для анализа спинового отклика реакции (p, n) . В этой работе удалось непосредственно определить отношение продольного и поперечного сечений, причем оказалось, что поперечная составляющая превалирует над продольной в 1,7 раза для дейтронной мишени и даже в три раза для мишени ${}^{12}\text{C}$. Между тем из поведения формфакторов для этой реакции (см. рис. 22) следует преобладание продольной составляющей, и, действительно, Δ -пик в случае ${}^{12}\text{C}$ оказался сдвинут в сторону меньших энергий на (65 ± 5) МэВ (рис. 14). И хотя это противоречие, возможно, имеет простое объяснение (см. раздел 5.3.2), тем не менее очевидно, что проблема участия спин-поперечной компоненты функции отклика ядра в реакциях $d, 2p({}^1S_0)$ и (π^\pm, π^0) остается очень интересной и актуальной, в связи с чем обе эти реакции нуждаются в новых исследованиях. В частности, весьма желательны новые измерения (π^\pm, π^0) -перезарядки на прежних (для преемственности) и новых ядрах для изучения A -зависимости, для различных углов рассеяния при повышенном уровне точности измерений. Особенно желательны эксперименты с регистрацией на

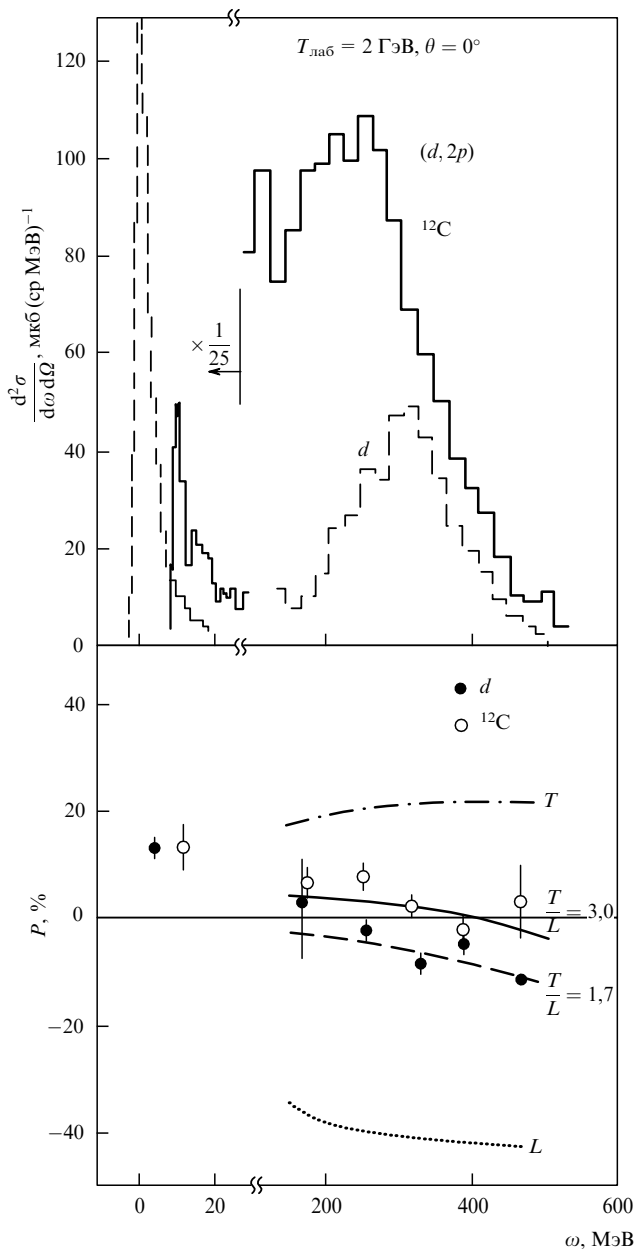


Рис. 14

совпадение с π^0 -мезонами частиц от распада Δ -изобары, что могло бы помочь в идентификации ядерного состояния.

4.5. Эксклюзивные эксперименты

Изучение реакций перезарядки в инклюзивной постановке эксперимента привело к важному открытию коллективного механизма Δ -возбуждения ядер. В многочисленных опытах с разными частицами было показано, что при передаче ядру энергии масштаба 300 МэВ и импульса, сравнимого со средним импульсом фермиевского движения нуклонов, сечение реакций перезарядки обнаруживает широкий дельта-максимум, сильно сдвинутый вниз по энергии по сравнению со случаем Δ -возбуждения свободного протона. Эти результаты противоречат сложившимся представлениям о характере проявления квазисвободного механизма Δ -возбуждения ядра и доказывают существование другого — коллектив-

ного — механизма возбуждения, превалирующего над квазисвободным.

Однако при всей ценности инклюзивных экспериментов их явно недостаточно для отдельного изучения особенностей обоих механизмов, например для определения их относительной роли при возбуждении и де возбуждении ядерной Δ -изобары, особенностей Δ -возбуждения на протонной и нейтронной мишенях, роли Δ -возбуждения в снаряде и мишени, роли пионной моды в процессе Δ -возбуждения и т.п. Для ответа на эти и многие другие вопросы необходимы эксклюзивные эксперименты (разделы 4.5.1–4.5.5) и теоретические исследования (раздел 5).

4.5.1. Квазисвободное образование Δ -изобары в реакции (p, p') . Прямое экспериментальное подтверждение особенностей квазисвободного механизма возбуждения ядерной Δ -изобары было сделано в работе [169] по изучению реакции неупругого рассеяния протонов на ядрах d , C и Al при $p_p = 3,88$ ГэВ/с. В этой работе квазисвободный механизм был весьма убедительно выделен и изучен. Поэтому мы остановимся на ней достаточно подробно. Изучалась реакция

$$p + "n" \rightarrow p' + \Delta^0, \quad \Delta^0 \rightarrow p'' + \pi^-, \quad (17)$$

где $"n"$ — внутриядерный нейтрон, p' — рассеянный протон, p'' — протон от распада Δ^0 . Особенностью работы является эксклюзивная постановка эксперимента, при которой кроме p' регистрировались продукты распада Δ^0 (и только они). Работа была выполнена на несепарированных p - и π -пучках, выведенных с внутренней мишени протонного (на 12 ГэВ) синхротрона Национальной лаборатории физики высоких энергий КЕК (Япония). В работе использовалась установка FANSY [170], состоящая из трех частей: пучковой, центральной и передней (рис. 15).

Пучковая часть установки служила для формирования пучка. Импульс пучка $p = 3,88$ ГэВ/с и $\sigma_p/p = 1,4\%$ были получены из измерений времени пролета. Для регистрации неупруго рассеянного протона p' использовался передний спектрометр, который регистрировал протоны p' в пределах углов $1 - 5,5^\circ$ с разрешением по импульсу лучше 1% . Идентификация протонов проводилась по времени пролета. Продукты распада Δ^0 -изобары регистрировались в центральной части установки.

Надежное выделение квазисвободных случаев образования Δ -изобары обеспечивалось выполнением следующих требований: 1) передний спектрометр регистрирует только один протон, 2) центральный — один протон и один пион, 3) другие заряженные частицы отсутствуют. Отобранные события обрезались по инвариантной массе $p\pi^-$ -пары ($M^* < 1400$ МэВ) и обрабатывались по кинематическому критерию: вычислялась масса нуклона мишени ($"n"$ в формуле (17)) из 4-импульса падающего протона p , рассеянного протона p' и продуктов распада π^- и p'' ,

$$m_{n''}^{*2} = (E_p - E_{p'} - E_{\pi^-} - E_{p''})^2 - (\mathbf{p}_p - \mathbf{p}_{p'} - \mathbf{p}_{\pi^-} - \mathbf{p}_{p''})^2. \quad (18)$$

Максимум полученного распределения совпадает с квадратом массы нуклона, т.е. события, находящиеся в его

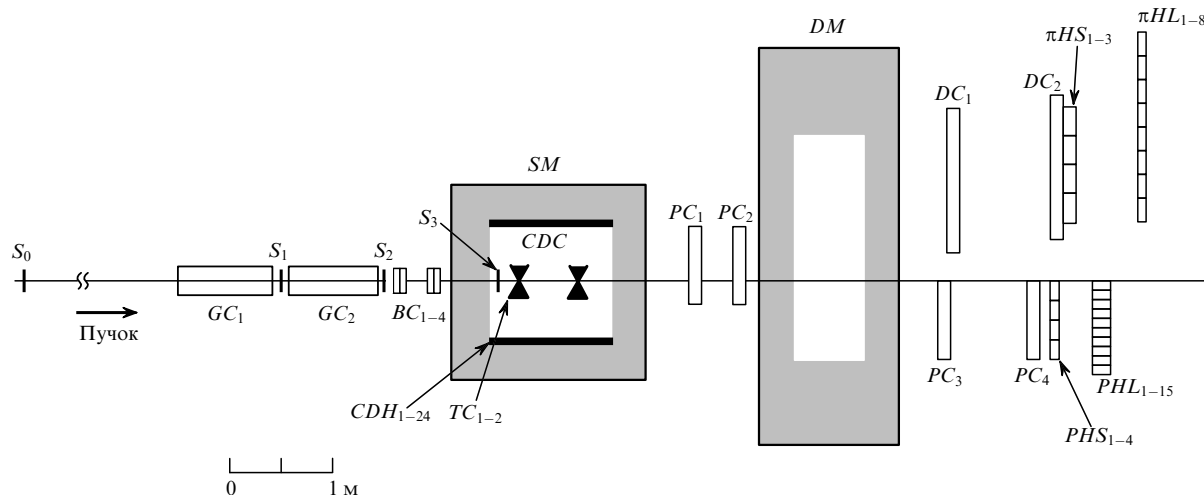


Рис. 15. Схема установки FANSY. Пучковая часть: S_0 – S_3 — плоские сцинтилляционные счетчики для выделения первичного пучка и измерения времени пролета; $GC_{1,2}$ — газовые черенковские счетчики для разделения протонов и π -мезонов и отсекаания мюонов и электронов; BC_{1-4} и $TC_{1,2}$ — многопроволочные пропорциональные камеры для определения траектории и профиля пучка. Центральная часть: SM — соленоидальный магнит ($B = 0,3$ Тл); CDC — цилиндрическая дрейфовая камера с мишенью внутри нее; CDH_{1-24} — цилиндрический годоскоп из 24-х сцинтилляционных счетчиков для получения триггерного сигнала и идентификации частиц по времени пролета (дополнительно к их идентификации по dE/dx в камере). Передняя часть: DM — широкоапертурный дипольный магнит ($B_0 = 1,2$ Тл); PC_{1-4} — многопроволочные пропорциональные камеры; $DC_{1,2}$ — плоские дрейфовые камеры; πHS_{1-3} , πHL_{1-8} , PHS_{1-4} , PHL_{1-15} — сцинтилляционные годоскопы для получения триггерных сигналов и измерения времени пролета

окрестности, соответствуют квазисвободному рождению Δ -изобары. Для отсекания неквазисвободных событий в спектре p' были обрезаны крылья распределения по $m_{n''}^2$, а оставшийся небольшой фон учтен сравнением с импульсным распределением, полученным для $p\pi^+$ -пар (которые не могут образовывать Δ^{++} -изобары в данной постановке эксперимента).

Отобранные "истинные" квазисвободные события сравнивались с расчетом, в котором были учтены энергия связи нуклона, ферми-распределение, ширина Δ -изобары, импульсный разброс падающих частиц и импульсное разрешение спектрометра. Результаты сравнения показаны на рис. 16а, из которого видно, что расчетные кривые хорошо аппроксимируют экспериментальные точки. Заметно, что Δ -резонансные максимумы на обоих сложных ядрах (С и Al) сдвинуты в сторону меньших импульсов рассеянного протона p' (т.е. в сторону больших передаваемых энергий Q) по сравнению с положением максимума для простого ядра (d). Таким образом, по-видимому, можно считать доказанным (как расчетом, так и экспериментом), что специфическое возбуждение ядерной Δ -изобары, сопровождающееся (в инклюзивных процессах) сдвигом Δ -максимума в сторону меньших передаваемых энергий, нельзя объяснить при помощи механизма квазисвободного рождения ее на одном из связанных нуклонов ядра.

В заключение этого раздела приведем результаты наиболее убедительного, как нам кажется, экспериментального исследования роли квазисвободного механизма на примере сравнения двух простейших процессов — рассеяния протона на свободном и квазисвободном протоне. Такое сравнение было сделано в той же работе [169] в постановке эксперимента, при котором регистрировались только два протона — быстрый, вперед летящий и сравнительно медленный, летящий вбок.

Данные по упругому pp -рассеянию на свободном протоне были получены из CH_2 -мишени методом вычи-

тания вклада от углеродной мишени, данные по квазисвободному pp -рассеянию — из анализа pp -рассеяния на связанном протоне ядра углерода. Результаты сравнения показаны на рис. 16б, из которого видно, что упругий квазисвободный пик в спектре протонов, рассеянных вперед, заметно ниже, шире и сдвинут в сторону меньших импульсов по сравнению с упругим pp -пиком для свободного протона. Сдвиг соответствует энергии отделения нуклона от ядра углерода (25 МэВ), а форма квазисвободного пика хорошо аппроксимируется гауссовой кривой

$$N(p) = N_0 \exp\left(-\frac{p^2}{2\sigma_F^2}\right) \quad (19)$$

с шириной $\sigma_F \simeq 120$ МэВ/с. Заметим, наконец, что качественно упомянутый сдвиг очевиден просто из необходимости учета энергии связи нуклона для квазисвободного процесса.

Сопоставляя между собой результаты инклюзивных экспериментов и содержание настоящего раздела, можно окончательно заключить, что для объяснения особенностей возбуждения Δ -изобары в реакциях перезарядки необходимо привлечь, кроме квазисвободного механизма, дополнительный (а, может быть, даже основной для этих реакций) механизм коллективных взаимодействий.

Дальнейшую информацию об относительной роли обоих механизмов и их взаимной конкуренции можно надеяться получить из анализа эксклюзивных экспериментов по изучению распада ядерной Δ -изобары, образованной в реакциях (p, n) - и $({}^3\text{He}, t)$ -перезарядки.

4.5.2. Сравнение π^+p - и $2p$ -каналов девозбуждения ядерной Δ -изобары, рожденной в реакции (p, n) -перезарядки. В 1991 г. в работе [160] были получены результаты первых экспериментов в Δ -области по изучению (p, n) -реакции,

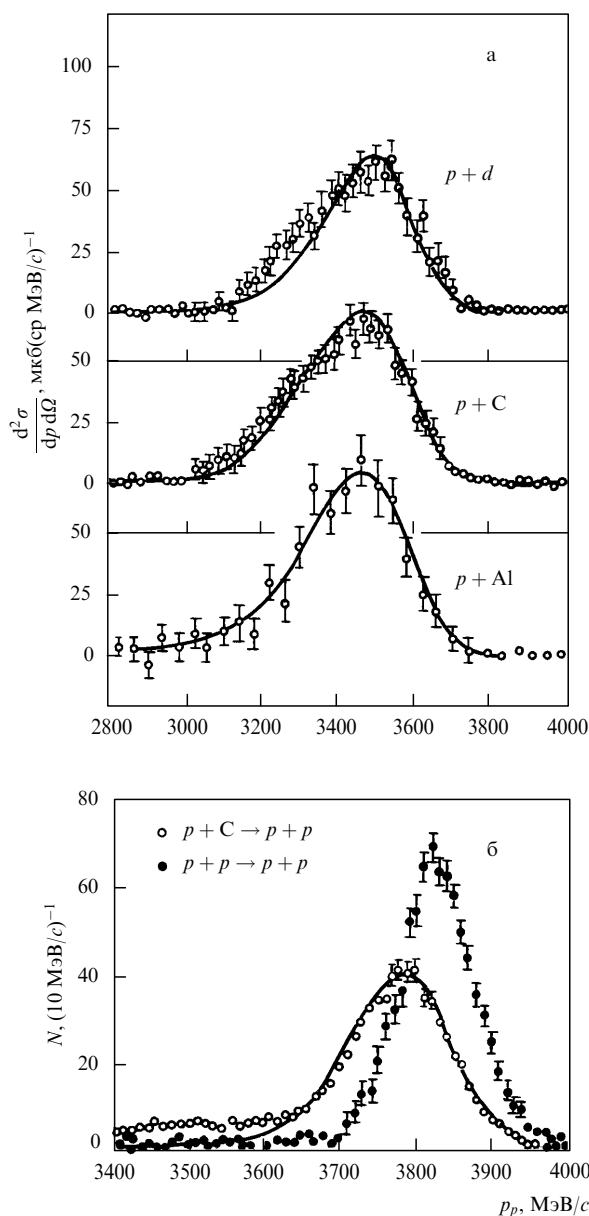


Рис. 16

поставленных в схеме совпадений нейтронов с $2p$ - и π^+p -продуктами девозбуждения Δ -изобары из реакции $^{12}\text{C}(p, n)$. Эксперименты были выполнены в КЕК (Япония) на пучке протонов с импульсом $1,5 \text{ ГэВ}/c$ протонного синхротрона на энергию 12 ГэВ . Для детектирования частиц в схеме совпадений были использованы временипролетный нейтронный спектрометр с 12-метровой базой, состоящий из пятидесяти сцинтилляторов, и описанный в разделе 4.5.1 широкоугольный спектрометр FANSY [170]. В качестве мишеней использовались углерод и полиэтилен. Регистрируемые события классифицировались в зависимости от комбинации частиц, детектируемых в спектрометре FANSY, на шесть типов: ни одной частицы, только π^+ , только p , p и π^+ , $2p$, другие 12 . Суммированием всех шести типов событий было получено контрольное инклюзивное сечение.

¹² События с одним π^+ возникают при $(\Delta \rightarrow N\pi^+)$ -распаде с последующей потерей нуклона из-за акцептанса, порога, поглощения нуклона незаполненной ядерной орбитой и др.

Наиболее интересными оказались события типа π^+ , $p + \pi^+$ и $2p$, сечения для которых в зависимости от импульса нейтрона приведены на рис. 17. Из рисунка видно, что Δ -максимум на спектре, соответствующем $(p + \pi^+)$ -событиям, сильно сдвинут относительно двух других (совпадающих между собой по положению) в сторону меньших значений импульса нейтрона. В пересчете на энергию возбуждения ω оказывается, что $(\pi^+ + p)$ -пик характеризуется даже несколько большим значением ω , чем в случае реакции на свободном протоне, тогда как оба других пика сильно сдвинуты в обратном направлении. Замечательно, однако, что инвариантная масса для $p\pi^+$ -событий в случае углеродной мишени оказывается меньше, чем для водородного случая, а ширина больше.

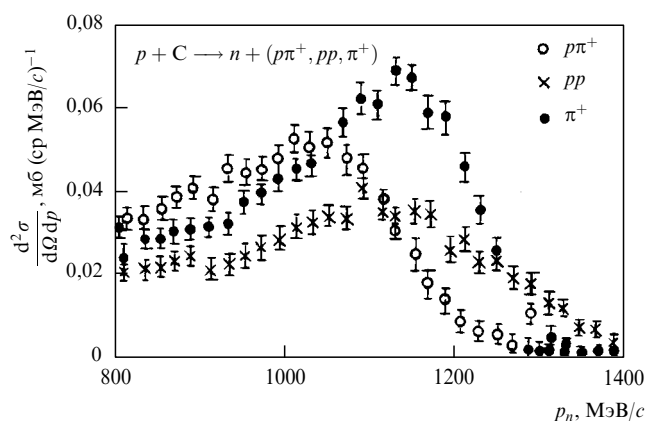


Рис. 17

Предварительный анализ этого кажущегося несоответствия между расположением в нейтронном спектре $(\pi^+ + p)$ -событий, с одной стороны, и $2p$ - и π^+ -событий, с другой, показывает, что расположение $2p$ - и π^+ -пиков в нейтронном спектре сходно с положением пика для инклюзивного сечения, а $(p + \pi^+)$ -пик сдвинут относительно него к меньшим импульсам на 100 МэВ . Таким образом, именно $2p$ - и π^+ -события вносят наибольший вклад в сдвиг пика, наблюдающийся в инклюзивном спектре. Авторы предполагают, что аномалия расположения $(p + \pi^+)$ -пика в нейтронном спектре может быть связана с эффектом рассеяния для вылетающих p и π^+ (см. также по этому поводу следующий раздел 4.5.3).

Дополнительный "быстротный" анализ [171] сечения для π -событий наводит на мысль, что они образуются при распаде Δ , рожденных в соударениях с отдельными нуклонами, и что возбуждение снаряда недостаточно велико, чтобы вызвать наблюдаемый сдвиг.

4.5.3. Изучение распада ядерной Δ -изобары, образованной в реакции $(^3\text{He}, t)$ на ^1H , ^2H и ^{12}C . Эксклюзивный эксперимент по изучению распада Δ -изобары, рожденной в реакции $(^3\text{He}, t)$, был выполнен в лаборатории "Сатурн" (Сакле) на пучке ^3He интенсивностью 10^6 с^{-1} и энергией 2 ГэВ [172]. В работе был использован 4π -детектор "Диоген" (рис. 18) с дополнительным плечом для регистрации тритонов [173]. Детектор "Диоген" (4π -D на рис. 18а) имеет цилиндрическую форму и состоит из десяти трапециевидных дрейфовых камер, размещенных в продольном магнитном поле 1 Тл , создаваемом соле-

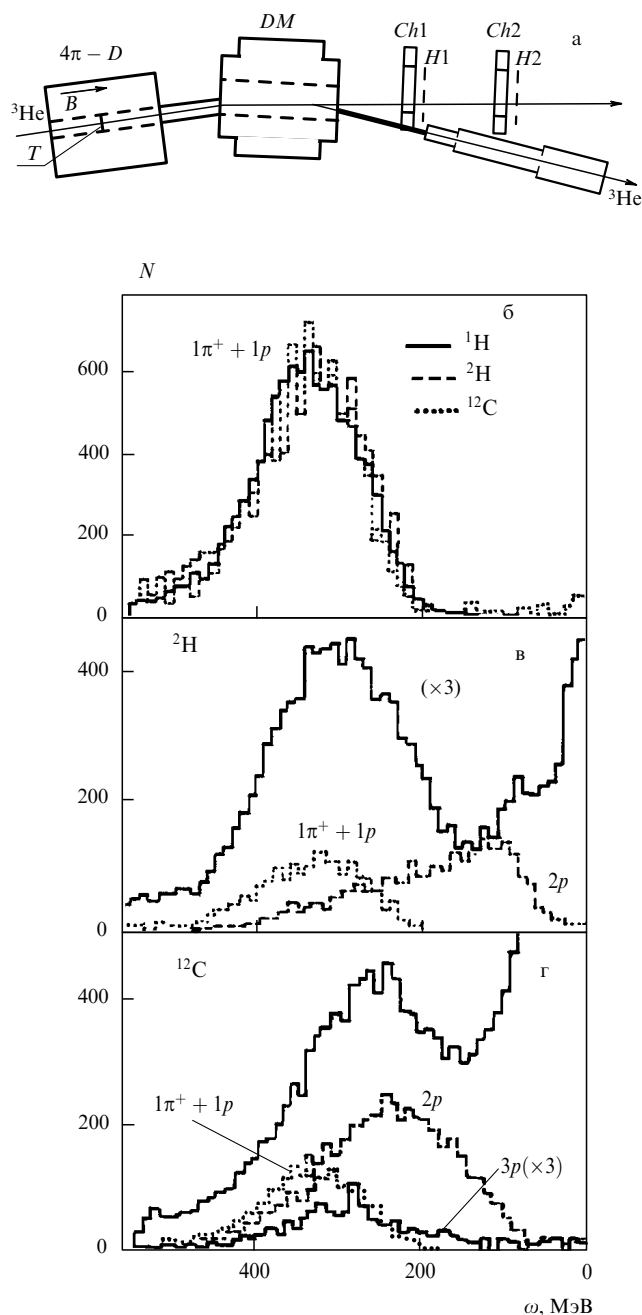


Рис. 18

ноидом. В качестве мишеней использовались жидкий водород ($1,3 \text{ г см}^{-2}$), жидкий дейтерий ($3,1 \text{ г см}^{-2}$) и углерод ($0,36 \text{ г см}^{-2}$).

Плечо для регистрации и импульсного анализа образовавшихся тритонов состоит из дипольного магнита DM длиной $1,33 \text{ м}$ ($B = 1,9 \text{ Тл}$) и двух наборов дрейфовых камер $Ch1$ и $Ch2$ с годоскопами $H1$ и $H2$, позволяющих производить измерения в интервале энергий $1,4\text{--}2,0 \text{ ГэВ}$ и углов $0\text{--}4^\circ$. Для уменьшения многократного рассеяния тритонов были использованы два мешка с гелием. Непровзаимодействовавшие ядра ^3He отклонялись в дипольном магните и по вакуумному тракту направлялись в поглотитель пучка.

Идентификация заряженных частиц (π , p , t и примесных d) и определение их импульсов достигались путем реконструкции треков с учетом амплитудного анализа импульсов в дрейфовых камерах. Пионы и протоны Δ -

распада идентифицировались в пределах полярных углов $20\text{--}132^\circ$ и энергий $E_\pi \geq 15 \text{ МэВ}$, $E_p \geq 35 \text{ МэВ}$. Типичное разрешение по импульсу составляло 18% для p и 10% для π . Для двух реакций

$$p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}, \quad \Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+, \quad (20)$$

$$d(^3\text{He}, t)\Delta^{++}(n), \quad \Delta^{++} + (n) \rightarrow p + p, \quad (21)$$

где (n) — нейтрон-наблюдатель, можно построить полную кинематику, правильность которой подтверждается малым значением недостающей массы для соответствующих событий. Для углеродной мишени, кроме $p\pi^+$ - и $2p$ -событий, были также зарегистрированы события типа $3p$.

Калибровка энергии тритонов в водородных событиях (20) проводилась по энергетическому балансу реакции. Для ^2H - и ^{12}C -мишеней для этой цели использовалось положение пика при низкой энергии возбуждения (которое хорошо известно из предыдущих экспериментов). Эффективность детектора была определена каскадным расчетом. Оказалось, что обрезание из-за акцептанса занижает число событий типа $2p$ в $1,5$ раза, типа $1p + 1\pi^+$ в 5 раз и типа $3p$ почти в 15 раз.

Основные результаты работы [172] представлены на рис. 18б, где изображены (в произвольных единицах) спектры переданной энергии для π^+p -событий (^1H , ^2H и ^{12}C -мишени), для $2p$ -событий (^2H и ^{12}C -мишени) и $3p$ -событий (мишень ^{12}C), а также умноженные на $0,3$ инклюзивные спектры для всех событий (мишени ^2H и ^{12}C) в функции от переданной энергии $\omega = E(^3\text{He}) - E(t)$. Из рисунка видно, что спектры для π^+p -событий сходны для всех мишеней, т.е. уширение из-за фермиевского движения мало. Особенностью спектра $2p$ -событий является отсутствие Δ -пика для ^2H -мишени и ярко выраженный Δ -пик для ^{12}C -мишени, который сильно (на 100 МэВ) сдвинут в сторону меньших энергий по сравнению с его положением для π^+p -событий. Авторы считают, что отсутствие Δ -пика для ^2H -мишени объясняется малой плотностью нуклонов в ядре дейтрона (малая вероятность взаимодействия Δ -изобары, рожденной на протоне дейтрона с нейтроном-наблюдателем в реакции (21)).

Оценка недостающей массы и энергетического баланса для $2p$ -событий ^{12}C показывает, что они не содержат вклада от трех- и четырехнуклонных процессов и, следовательно, могут интерпретироваться как связь Δh -состояний с $2p\text{--}2h$ -состояниями. Относительный сдвиг Δ -пика для событий с разными модами девозбуждения (π^+p и $2p$) авторы объясняют наличием сильного ($\sim p_\pi^3$) порогового эффекта для Δ -распадных пионов из-за $l_\pi = 1$; $2p$ -канал не имеет такого порогового эффекта, т.е. этот канал чувствителен к Δ -дырочным состояниям, сдвинутым по энергии вниз. Наглядно можно сказать, что (π^+p) -канал Δ -распада реализуется только за счет правой высокоэнергетической части Δ -максимума, в то время как $2p$ -канал возможен и при более низких передаваемых энергиях (левая часть максимума).

Напомним, что аналогичное поведение π^+p -событий, замеченное в реакции (p, n) -перезарядки (см. раздел 4.5.2) было объяснено рассеянием p и π^+ . Существует и еще одно объяснение этой аномалии. В работе [2] предполагается, что π^+p -события возникают при Δ -распаде изобары, рожденной в квазисвободном механизме, а

$2p$ — в коллективном. Этого объяснения придерживаются и авторы доклада [174]. Опираясь на результаты своей рассмотренной выше работы [172] и развивая высказанную там точку зрения, они замечают, что недостающая масса для π^+p -событий меньше нескольких мегаэлектрон-вольт, т.е. что $(\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+)$ -канал действительно отбирает квазисвободный процесс, в котором Δ^{++} возбуждается с той же энергией и шириной, как и в случае свободного нуклона. Однако ясно, что этот вопрос требует дополнительного изучения в новых "еще более эксклюзивных" экспериментах с детектором, "еще более близким" к идеальному.

4.5.4. Когерентные пионы из реакций (${}^3\text{He}$, $t\pi^+$) и (t , ${}^3\text{He}\pi^-$). Тенденция перехода ко все более эксклюзивным процессам была продолжена в работе [175] (см. также доклад [174]) по изучению реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t\pi^+)$ при энергии 2 ГэВ, в которой наряду с продуктами реакции фиксировалось энергетическое состояние конечного ядра.

Работа была выполнена в лаборатории "Сатурн" при помощи детектора "Диоген", описанного в предыдущем разделе. На рис. 19а приведен спектр передаваемых энергий $\omega = E({}^3\text{He}) - E(t)$ для разных каналов распада. Верхняя часть рисунка частично уже обсуждалась раньше в работе [172] (раздел 4.5.3). Большой выход и сдвиг назад Δ -пика для $2p$ -событий связаны с воздействием среды на энергию и ширину Δ -состояний. Отсутствие сдвига Δ -пика для π^+p -событий объясняется их образованием в поверхностном слое ядра с низкой плотностью. Эти заключения подтверждаются каскадными расчетами и совпадением с распадными данными для (p, n) -реакции [160]. Основное внимание в работах [174] и [175] уделяется событиям типа $1\pi^+$, которые раньше подробно не обсуждались. Предполагается, что они возникают от $(\pi^+ + N)$ -случаев, в которых нуклон не детектируется (либо потому, что он — нейтрон, либо из-за ограничений для протона по акцептансу или порогу).

На нижней части рис. 19а приведены события, относящиеся к малым углам вылета тритона ($2,5 < \theta_t < 3,5^\circ$), в том числе: умноженные на 0,35 инклюзивные события (сплошная линия), все $1\pi^+$ -события (штриховая) и $1\pi^+$ -события, соответствующие образованию конечного ядра в основном состоянии (точечная кривая с максимумом при $\omega = 250$ МэВ). Для последних событий на врезке к рис. 19б изображен спектр недостающей массы (н.м.) рассматриваемой реакции с разбиением через 10 МэВ. Видно, что он хорошо концентрируется около массы основного состояния ядра ${}^{12}\text{C}$ (11,175 ГэВ), что и позволяет надежно отбирать события, соответствующие образованию конечного ядра в основном (и слабо возбужденном) состоянии (левая часть максимума с недостающей массой меньше 11,2 ГэВ). События, соответствующие энергии возбуждения конечного ядра 25–50 МэВ, выделялись "воротами" 1,200–1,250 ГэВ (заштрихованная область правой части максимума).

Для тех и других событий (при передаваемой энергии ~ 250 МэВ) были исследованы угловые корреляции между переданным импульсом \mathbf{q} и импульсом вылетающего пиона \mathbf{p}_π , спектры которых показаны на основной части рис. 19б. Оказалось, что для событий с конечным ядром в основном состоянии спектр угловых корреляций между \mathbf{q} и \mathbf{p}_π имеет острый пик при малых

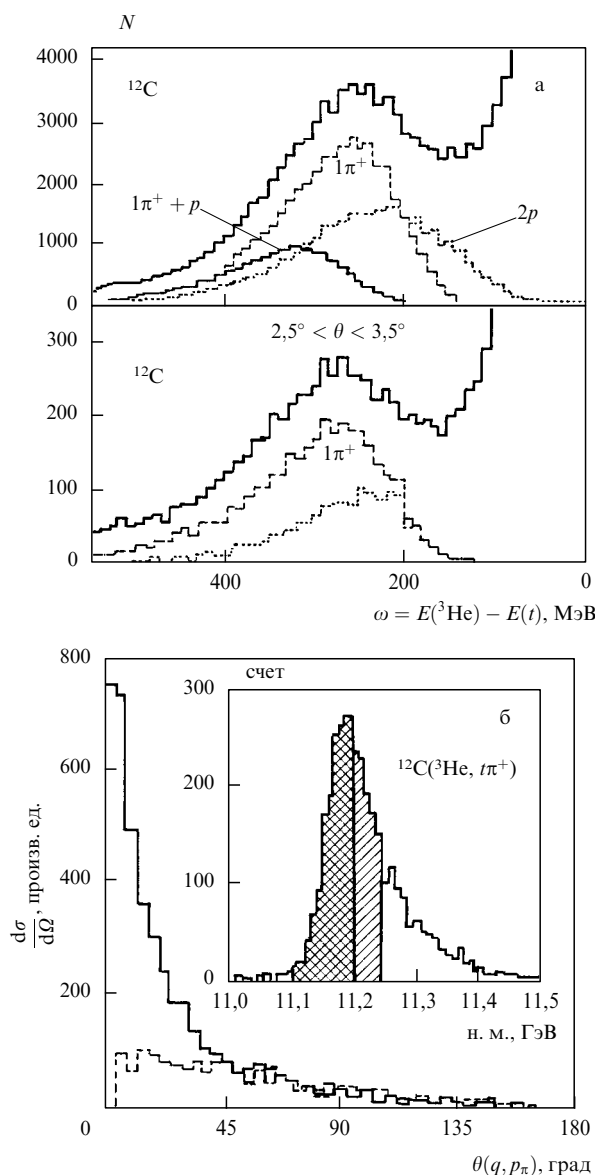


Рис. 19

относительных углах (сплошная гистограмма), для событий с ядром в возбужденном состоянии — он более равномерен по углам. Этот результат вместе с большим сечением (гораздо большим, чем следует из фазового объема) и очень малой кинетической энергией ядер отдачи (~ 1 МэВ) позволяет авторам утверждать, что они впервые наблюдали образование когерентных пионов вне массовой поверхности, т.е. существование следующего довольно необычного процесса: в реакции (${}^3\text{He}$, t) рождаются виртуальные пионы, которые упруго рассеиваются на ядрах мишени до того, как становятся реальными. Реальный пион практически имеет энергию виртуального.

Расчетный корреляционный спектр для каскадных, т.е. некогерентных пионов, не имеет резкого пика при малых относительных углах между \mathbf{q} и \mathbf{p}_π и характеризуется слабой зависимостью от энергии возбуждения. Авторы отмечают прекрасное согласие экспериментальных угловых распределений с теоретическими расчетами, выполненными в работе [176] (см. также [177]), которые показывают, что образование когерентных пионов в

реакции (${}^3\text{He}, t\pi^+$) является единственным в своем роде признаком существования ядерной пионной моды (см. раздел 5.3).

В сентябре 1994 г. на XII Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий была доложена работа [239] о наблюдении когерентных пионов в процессах возбуждения в ядрах мишени резонансов, отличных от Δ -изобары.

Работа [239] (см. также [242]) была выполнена на тритиевом пучке ЛВЭ ОИЯИ с импульсом 9 ГэВ/с при помощи спектрометра ГИБС со стримерной камерой. Установка позволяла детектировать и измерять все заряженные частицы в геометрии, близкой к 4 π [240]. В работе был получен импульсный спектр π^- -мезонов из реакции $t + \text{C}(\text{Mg}) \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^- + \dots$ с максимумом при $p_{\pi^-} = 350\text{--}400$ МэВ/с

Сравнение результатов измерений с расчетами [176, 241] и собственными оценками авторов [239] показало, что кроме когерентных π^- -мезонов из Δ^- -изобары (характеризующихся узким максимумом при $p_{\pi^-} = 230\text{--}280$ МэВ/с) в экспериментальном спектре содержится до 30–50 % π^- -мезонов, имеющих максимум при $p_{\pi^-} = 400$ МэВ/с. Эти π^- -мезоны уносят значительную часть продольного импульса при малом импульсе ядра отдачи, т.е. также проявляют свойства когерентных пионов.

Кроме ядер мишени когерентные пионы могут возникать и в ядрах снаряда при возбуждении в них Δ -изобары или более тяжелых резонансов. Однако в подобных процессах максимум пионного спектра должен быть расположен при $p_{\pi^-} \leq 150$ МэВ/с (хотя "хвост" распределения простирается до высоких значений). Поэтому авторы [239] считают существование максимума в пионном спектре при $p_{\pi^-} = 400$ МэВ/с доказательством образования когерентных пионов в процессе возбуждения в ядрах мишени резонансов $N(1440)$ или (и) $N(1520)$.

Для подтверждения этого результата и оценки возможного вклада от возбуждения ядер-снарядов в ЛВЭ ОИЯИ намечена программа более прецизионных измерений спектров пионов, в том числе и нейтральных.

4.5.5. Выделение DEP-механизма Δ -возбуждения. В этом разделе мы расскажем о работе [178], которая, казалось бы, не относится к теме настоящего обзора, поскольку она посвящена изучению сжимаемости нуклона. С этой целью в работе [178] исследовалось изоскалярное монопольное возбуждение $P_{11}(1440)$ -резонанса в реакции $p(\alpha, \alpha')$, т.е. радиальная мода возбуждения нуклона. Однако в эксперименте этот процесс идет на фоне очень сильного Δ -возбуждения ядра-снаряда, что уже представляет для нас самый непосредственный интерес.

Работа [178] была выполнена в лаборатории "Сатурн" на пучке α -частиц с импульсом 7 ГэВ/с ($E_\alpha = 4,2$ ГэВ), которыми облучалась жидководородная мишень толщиной 4 см. Рассеянные α -частицы анализировались по импульсу при помощи описанного выше магнитного спектрометра SPES-IV и двух дрейфовых камер, отстоящих друг от друга на 1 м. Вершина взаимодействия в мишени рассчитывалась по точкам пересечения траектории частицы с шестью слоями камер. Надежность идентификации рассеянных α -частиц обеспечивалась применением метода времени пролета и ΔE -измерений в пластиковых сцинтилляторах.

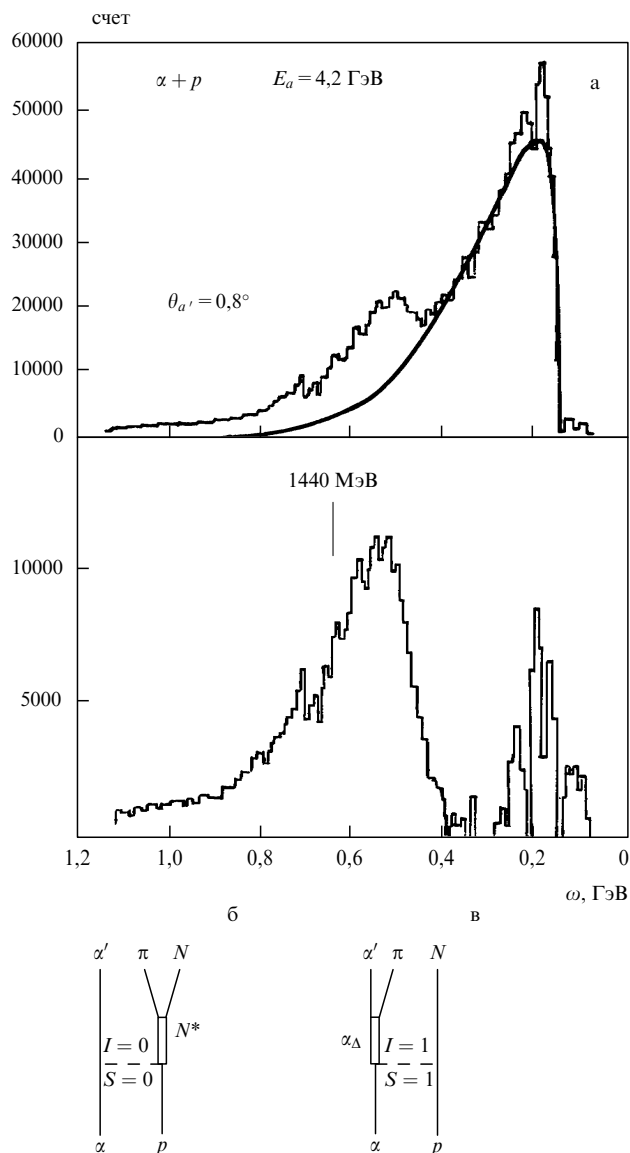


Рис. 20

В работе измерялся спектр недостающей энергии $\omega = E_i - E_f$ для четырех углов рассеяния: 0, 8; 2; 3, 2 и 4, 1°. Результаты для угла $\Theta = 0,8^\circ$ показаны в верхней части рис. 20а. Спектр обнаруживает сильный рост выхода реакции при энергиях выше порога рождения π -мезонов, связанных с Δ -возбуждением, и резко выраженную структуру выше 400 МэВ, указывающую на сильное возбуждение $P_{11}(1440)$ -резонанса. Главные диаграммы для этих процессов изображены на рис. 20б, в. Рис. 20б соответствует возбуждению $P_{11}(1440)$ -резонанса, рис. 20в — возбуждению Δ -изобары. Из рисунков видно, что Δ -возбуждение возможно только в ядре-снаряде (т.е. в DEP-механизме), поскольку возбуждение на протоне-мишени (DET-механизм)¹³ запрещено законом сохранения изоспина (на рис. 20б N^* нельзя заменить на Δ).

Авторы работы [178] вычитают из экспериментального спектра результат расчета диаграммы, изображен-

¹³ DEP — delta-excitation in the projectile, DET — delta-excitation in the target.

ной на рис. 20в (сплошная линия на верхней части рис. 20а), и получают интересный их спектр возбуждения $P_{11}(1440)$ -резонанса (нижняя часть рис. 20а). Нас интересует обратная задача — выделение из экспериментального спектра части, соответствующей Δ -возбуждению α -снаряда. Не вполне корректно, но все-таки, как нам кажется, достаточно аргументированно, ее можно решить следующим образом. Как показывает дополнительный анализ, сделанный авторами работы [178], которые учли формфактор ${}^4\text{He}$ и результаты других исследований возбуждения $P_{11}(1440)$ -резонанса, нижняя часть рис. 20а, в общем, правильно описывает спектр возбуждения этого резонанса. Поэтому и расчетную кривую на верхней части рис. 20а можно считать как бы экспериментальным подтверждением существования DEP-механизма в α -снаряде.

Аналогичное заключение может быть сделано и относительно угловых распределений, которые должны быть сходны для обоих случаев, поскольку обе диаграммы, изображенные на рис. 20б, в, соответствуют монополюсному возбуждению с $L = 0$ (но при разных спин-изоспиновых структурах). Сделанное заключение подтверждается экспериментально.

Заметим, что проведенную нами операцию преобразования расчетного результата в экспериментальный, считают законной и авторы других работ. Так, например, в теоретической работе [179], посвященной расчету вероятностей реализации DET- и DEP-механизмов в разных реакциях на нуклонах, приведенные выше результаты для энергетического спектра и углового распределения Δ -возбуждения ядра-снаряда ${}^4\text{He}$, считаются хорошим экспериментальным подтверждением сделанных расчетов (см. раздел 5.3.2).

5. Попытки теоретической интерпретации

Как мы уже говорили во введении, теоретическая интерпретация особенностей возбуждения Δ -изобары в ядрах пока не однозначна, и это не удивительно, поскольку Δ -изобара — адрон, а количественной теории сильного взаимодействия все еще не существует¹⁴. Тем не менее некоторые феноменологические попытки качественного объяснения основных характеристик ядерной Δ -изобары предпринимаются уже давно. Исходными данными в этих попытках являются свойства свободной Δ -изобары как спин-изоспинового возбуждения нуклона и особая роль пиона в этом элементарном возбуждении, поскольку Δ -изобара — это пион-нуклонный резонанс. Эта тесная (сильная) связь между нуклоном, пионом и Δ -изобарой позволяет провести естественную экстраполяцию на ядро, в котором есть нуклоны и взаимодействующие с ними пионы, а значит, должно быть и Δ -изобарное возбуждение ядра (ядерная Δ -изобара).

Представление о существовании в ядре Δ -изобары в настоящее время можно считать твердым убеждением, которое подкреплено целым рядом описанных выше экспериментальных фактов. Мы напомним здесь только о двух процессах — пион-ядерном рассеянии и фотопоглощении.

Основные характеристики пион-ядерного рассеяния в Δ -области определяются малостью длины свободного

пробега пиона в ядерном веществе ($\sim 1\text{Фм}$); πN -взаимодействие происходит на поверхности ядра. Полное и дифференциальное сечение определяются рассеянием на черном диске с радиусом, равным радиусу ядерного взаимодействия.

Действительно, из экспериментов следует (см., например, [180, 181]), что

$$\sigma_{\text{tot}} \simeq 2\pi R^2 \sim A^{2/3}, \quad (22)$$

а $d\sigma/d\Omega(\Theta_{\text{цн}})$ в районе пика сечения имеет дифракционную структуру с глубокими минимумами, расположение которых соответствует картине дифракции Фраунгофера. Кривая сечения в зависимости от энергии имеет характерный Δ -максимум для ядер с $A < 50$, который сдвигается с ростом A относительно Δ -пика свободной Δ -изобары на величину $\delta E \approx -15A^{1/3}$ МэВ. Ширина ядерного Δ -пика превышает ширину Δ -пика для свободной Δ -изобары и растет с A , а его высота также больше, чем у свободной Δ -изобары. Из анализа экспериментов, описанных выше, следует, что свойства Δ -возбуждения в адронных реакциях обусловлены конкуренцией квазисвободного и коллективного механизмов, причем коллективный механизм преобладает над квазисвободным.

Не менее убедительно существование ядерной Δ -изобары проявляется и в электромагнитных процессах. Полное сечение $\sigma_{\gamma A}$ имеет Δ -максимум при $E_{\gamma} \approx 300$ МэВ для всех ядер вплоть до самых тяжелых. Ядро прозрачно для первичных частиц-фотонов промежуточной энергии и сечение пропорционально A . Сечение, рассчитанное на нуклон, примерно постоянно для всех ядер $\sigma_{\gamma A}/A \simeq \text{const}$, но несколько меньше $\sigma_{\gamma N}$, Δ -пик практически не сдвинут относительно своего положения для свободной Δ -изобары, но значительно уширен [1]. В этом случае из экспериментов также был сделан вывод об участии в Δ -возбуждении ядер обоих механизмов, но на этот раз с примерно равным весом.

В предыдущих разделах оба эти механизма были описаны в значительной степени феноменологически, по их проявлениям в экспериментах и с использованием некоторых наглядных соображений. Здесь мы попытаемся, опираясь на дельта-дырочную модель, дать популярный очерк природы этих механизмов в расчетно-теоретическом плане и пояснить, почему они поразному воздействуют на свойства ядерной Δ -изобары в адронных и электромагнитных процессах. Другие теоретические концепции (релятивистские, киральные) в данной работе не рассматриваются.

5.1. Квазисвободный механизм Δ -возбуждения ядра

Наиболее естественным механизмом образования ядерной Δ -изобары в течение довольно длительного времени (а в некоторых работах даже и сравнительно недавно [171, 182]) считалось ее квазисвободное рождение на одном из связанных нуклонов ядра-мишени или (и), как считают в последнее время (см. раздел 5.3.2), ядра-снаряда [183]. Однако эксперименты не подтверждают эту точку зрения. К такому же заключению можно прийти и расчетным путем.

Подробное рассмотрение простейшего механизма квазисвободного рождения Δ -изобары в ядрах было выполнено, например, в работах [139, 153, 155, 184] для реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$. Схема рассуждений авторов этих работ такова. Предположим для определенности, что на одном из протонов ${}^{12}\text{C}$, имеющем фермиевский

¹⁴ Напомним, что KXD дает количественное описание только в области асимптотической свободы.

импульс \mathbf{p}_N , возбуждается в механизме квазисвободного рождения Δ^{++} -изобара (рис. 21а). Тогда параметры ядерного Δ -максимума должны определяться сверткой дифференциального сечения $d\sigma(p)/dQ d\Omega(t, \omega')$ реакции $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ с функцией импульсного распределения $\rho(\mathbf{p}_N)$ нуклонов в ядре углерода:

$$\frac{d\sigma^{(C)}}{p dQ d\Omega} \simeq \int \frac{d\mathbf{p}_N \rho(\mathbf{p}_N) I(\mathbf{p}_N) d\sigma^{(p)}}{p dQ d\Omega} [t(Q)\omega'(Q, \mathbf{p}_N)], \quad (23)$$

где $I(\mathbf{p}_N)$ — отношение потоков начальных частиц для реакций на покоящемся и движущемся с импульсом \mathbf{p}_N нуклоне. В расчете использовалось импульсное распределение $\rho(\mathbf{p}_N)$ в соответствии с моделью гармонического осциллятора. Сечение реакции $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ аппроксимировалось функцией Брейта–Вигнера с поправками Джексона [185] и табличными данными. Энергия нуклона E_N подсчитывалась по формуле

$$E_N = M_A - M_{A-1} - T_{A-1} = m_N - \varepsilon_N - \frac{p_N^2}{2(M_A - m_N + \varepsilon_N)}. \quad (24)$$

Для энергии отделения нуклона от ядра углерода $\varepsilon = m_N + M_{A-1} - M_A$ было принято значение $\varepsilon = 25$ МэВ. Величина ω' вычислялась по формуле

$$\omega'^2 = (Q + E_N)^2 - (\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_t + \mathbf{p}_N)^2. \quad (25)$$

Расчет по формуле (23) был сделан для $p_{^3\text{He}} = 4,40; 6,81$ и $10,79$ ГэВ/с. В качестве примера на рис. 21б из [155] пунктиром показан результат расчета для $p_{^3\text{He}} = 10,79$ ГэВ/с. Нормировка результата производилась по теоретическому значению $R_{\text{теор}} = 0,8$, которое также было получено в модели квазисвободного рождения (см. раздел 4.1.1). Из рисунка видно, что пик

квазисвободного рождения заметно сдвинут относительно экспериментального в сторону больших энергий возбуждения и что роль этого механизма возбуждения ядерной Δ -изобары относительно невелика.

Таким образом, квазисвободный механизм возбуждения Δ -изобары в ядрах ни качественно (сдвиг Δ -пика в противоположную сторону), ни количественно (малый масштаб эффекта) не позволяет объяснить экспериментальные факты, наблюдаемые в инклюзивных реакциях.

Вместе с тем из результатов приведенного расчета нельзя делать вывод о том, что квазисвободный механизм совсем не участвует в Δ -возбуждении ядер. Напомним, что при специальной постановке эксперимента (см. раздел 4.5.1) квазисвободный механизм со всеми его особенностями удается выявить. В условиях же инклюзивной постановки эксперимента эффект от квазисвободного механизма "забивается" более сильным эффектом от других — коллективных — механизмов, сдвигающих Δ -пик в противоположную сторону.

5.2. Коллективные механизмы возбуждения ядерной Δ -изобары

В настоящее время наиболее популярными из рассматриваемых коллективных механизмов возбуждения ядерной Δ -изобары являются коллективные дельта-дырочные (Δ -h)-возбуждения в рамках потенциальной (Δ -h)-модели и коллективные спин-изоспиновые возбуждения ядра типа своеобразной пионopodobной волны.

Общим для обоих взглядов является представление о существовании в ядре в качестве его составной части Δ -изобары, которая взаимодействует с нуклонами и пионами, приобретая в процессе этого взаимодействия некоторые специфические ядерные особенности, отличающие ее от свободного Δ -резонанса.

Теоретическая интерпретация представления о существовании в ядре Δ -изобары требует введения ряда новых понятий, таких, как Δ -изобарный гамильтониан H_Δ , энергия связи Δ -изобары ε_Δ , поляризационный оператор Π_Δ , Δ -пропатор, $\pi N\Delta$ - и $\gamma N\Delta$ -вершины и т.п. Кроме того, надо учитывать возможное влияние на свойства ядерной Δ -изобары конкуренции между коллективным и квазисвободным механизмами ее образования, принципа Паули, ферми-движения, корреляций на малых расстояниях, формфакторов снаряда и испускаемой частицы, безмезонного канала девозбуждения $N\Delta \rightarrow 2N$, фоновых эффектов и др.

Инструментом для получения информации являются реакции рассеяния пионов, перезарядки адронов и ядер, фотопоглощения и электровозбуждения ядер в области Δ -изобары. Сама информация получается в виде соответствующего сечения в функции от передаваемого импульса (или энергии), 4-импульса, массового числа, соотношения числа протонов и нейтронов в ядре. Параметры теории извлекают из ранее выполненных экспериментов по изучению пион-ядерных полных и дифференциальных сечений рассеяния, пионного поглощения, рождения пионов в NN -реакциях, свойств π -мезоатомов. Основная информация о ядерном Δ -возбуждении, полученная в инклюзивных экспериментах, сводится к наблюдению изменения параметров ядерного Δ -максимума (высоты, ширины, положения) по сравнению с соответствующими параметрами для свободной Δ -изобары. Качественное объяснение этих результатов было получено в рамках дельта-дырочной модели.

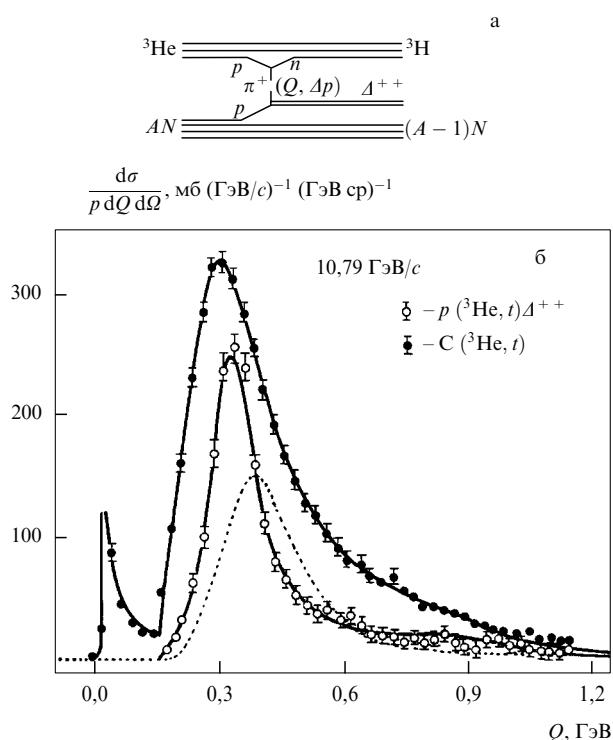


Рис. 21

5.2.1. Дельта-дырочная модель. В основу дельта-дырочной (Δ -h)-модели положено представление об образовании в ядерной среде Δ -изобары, ее последующем распространении и ($\Delta \rightarrow \pi N$)-распаде (или безмезонном ($N\Delta \rightarrow 2N$)-девозбуждении). В этой модели Δ -изобара рассматривается (см., например, [73]) как ядерная квазичастица (барион), которая наряду с нуклонами входит в состав ядра, а само ядро — как многочастичная система нуклонов и Δ -изобар, взаимодействующих между собой и с пионами.

В пион-ядерном взаимодействии при промежуточных энергиях образование Δ -изобары играет доминирующую роль среди других процессов, что подтверждается преобладающей долей соответствующего сечения в полном сечении. Поэтому первоначально (Δ -h)-модель развивалась именно применительно к описанию пион-ядерного взаимодействия. Однако основные понятия этой модели применимы для описания свойств ядерной Δ -изобары, возбужденной и в других процессах.

Следуя [73], рассмотрим основные положения (Δ -h)-модели. В качестве первого приближения для описания взаимодействующих между собой нуклонов, пионов и Δ -изобар была выбрана потенциальная модель независимых частиц, или одночастичная модель. Напомним, что введение самосогласованного потенциала (вещественного в одночастичных моделях и комплексного в оптической), в поле которого движется одна частица, позволяет уйти от трудностей описания многочастичного взаимодействия¹⁵.

По аналогии с одночастичной моделью ядерных оболочек, в которой нуклон в ядре описывается гамильтонианом

$$H_N^{(0)} = M_N + T_N + V_N, \quad (26)$$

где M_N — масса нуклона, T_N — его кинетическая энергия, а V_N — одночастичный потенциал, для описания ядерной Δ -изобары вводится гамильтониан

$$H_\Delta^{(0)} = M_\Delta + T_\Delta + V_\Delta, \quad (27)$$

в котором M_Δ , T_Δ и V_Δ имеют аналогичный смысл для Δ -изобары.

Спектр гамильтониана $H_\Delta^{(0)}$ определяется из условия

$$H_\Delta^{(0)}|\Delta_\delta\rangle = E_\delta|\Delta_\delta\rangle = (M_\Delta + \varepsilon_\delta)|\Delta_\delta\rangle, \quad (28)$$

где δ — набор квантовых чисел, характеризующих одночастичные состояния Δ -изобары $|\Delta_\delta\rangle$, а ε_δ — ее энергия связи.

Возбужденное ядро в (Δ -h)-модели изображается состоянием

$$|(\Delta\text{-h})_{\delta\nu}\rangle = |(\Delta_\delta N_\nu^{-1})\rangle, \quad (29)$$

в котором N_ν^{-1} описывает дырку в нуклонном состоянии $|N_\nu\rangle$, а Δ_δ — Δ -изобару в состоянии $|\Delta_\delta\rangle$. Энергия Δ -

дырочных возбуждений

$$E_\delta - E_\nu = M_\Delta - M_N + \varepsilon_\delta - \varepsilon_\nu \approx M_\Delta - M_N \approx 300 \text{ МэВ}. \quad (30)$$

Следующим приближением является учет взаимодействия (Δ -h)-состояний с пионным полем. С этой целью вводятся гамильтонианы связи $H_{\pi NN}$, $H_{\pi N\Delta}$ и гамильтониан свободных пионов H_π . Таким образом, гамильтониан для одного (i -го) бариона имеет вид

$$H_i = H_N^{(0)} + H_\Delta^{(0)} + H_\pi + H_{\pi NN} + H_{\pi N\Delta}, \quad (31)$$

а полный гамильтониан ядра описывается суммой (31) по всем A барионам:

$$H_{\text{яд}} = \sum_{i=1}^A H_i. \quad (32)$$

Введение в гамильтониан $H_{\text{яд}}$ слагаемого $H_{\pi N\Delta}$ позволяет рассматривать в (Δ -h)-модели процессы распада $\Delta \rightarrow \pi N$ (с шириной Γ_Δ , отличной от Γ_Δ^N для распада свободной Δ -изобары из-за изменения фазового объема) и (Δ -h)-возбуждения в механизме однопионного обмена. Ширина Γ_Δ распада $\Delta \rightarrow \pi N$ может быть включена в одночастичный потенциал (27) в виде дополнительного мнимого слагаемого:

$$H_\Delta^{(0)} = M_\Delta + T_\Delta + V_\Delta - \frac{i}{2\Gamma_\Delta(E)}. \quad (33)$$

Последовательное развитие (Δ -h)-модели позволяет учесть кинематические эффекты (отдача, связанность), принцип Паули (уменьшение ширины), связь с каналами реакций (увеличение ширины).

В общем виде особенности распространения Δ -изобары в ядерной среде могут быть выражены на языке эффективного комплексного оптического Δ -ядерного потенциала, состоящего из центрального и спин-орбитального членов:

$$V_\Delta(E, \mathbf{r}) = V_0(E) \frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho(0)} + 2\mathbf{I}_\Delta \mathbf{s}_\Delta V_{LS}(r). \quad (34)$$

Параметры потенциала подбираются из согласия с экспериментальными данными по упругому рассеянию и поглощению пионов ядрами [186, 187].

Не вдаваясь в анализ математического формализма Δ -дырочного взаимодействия и описание конкретных выражений для Δ -ядерного потенциала, формфакторов налетающей и конечной частиц, функции отклика, Δ -пропатора и других характеристик, остановимся вкратце на некоторых общих принципах теоретической интерпретации наблюдающихся особенностей возбуждения ядерной Δ -изобары в разных взаимодействиях.

5.2.2. О роли спиновой структуры функции отклика ядра. В процессе возбуждения ядерной Δ -изобары первичная частица передает ядру изоспин, импульс (4-импульс) и спин (момент). Характер взаимодействия зависит от преимущественной взаимной ориентации передаваемого импульса \mathbf{q} и момента $\boldsymbol{\sigma}$, которая может быть продольной ($\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}$) τ_a и поперечной ($\mathbf{q} \times \boldsymbol{\sigma}$) τ_a (τ_a — оператор изоспина). Продольный оператор отвечает за возбуждение состояний с квантовыми числами пиона, поперечный — за магнитный и изовекторные возбужде-

¹⁵ Другая трудность — законность описания процессов в рассматриваемой области энергий с помощью потенциала, разумеется, остается и делает это описание приближенным. Игнорируется также трудность рассмотрения Δ -возбуждения в качестве коллективного состояния, связанная с малым временем жизни Δ -изобары (см. раздел 5.2.3).

ния (например, за обмен ρ -мезоном при ядерном взаимодействии или фотоном — при электромагнитном). При определенных условиях (выбор первичной частицы, измерения под разными углами, при одном и том же 4-импульсе) можно получить преимущественный отклик на продольную или поперечную части взаимодействия, что облегчает теоретическую интерпретацию результатов. Рассмотрим несколько различных типов взаимодействия, используя в каждом случае простейшие способы интерпретации: одномезонный (π - или ρ -мезонный) обмен для адрон-ядерного и однофотонный обмен для электромагнитного взаимодействия.

Пион-ядерное взаимодействие в механизме однопионного обмена связано с продольным характером спиновой функции отклика $\mathbf{q}\sigma$. Согласно Δ -дырочной модели взаимодействие в этом случае пропорционально $kq \cos \Theta$ и имеет характер притяжения (Δ -пик сдвигается вниз по энергии). Если ядро в основном состоянии имеет нулевые спин и изоспин $J = I = 0$, то пионное поле возбуждает в нем состояния с $I = 1$ и аномальными значениями спина и четности J^π : $0^-, 1^+, 2^-$ и т.д. Наиболее сильно притяжение проявляется для парциальных волн с $l < 3$, для которых имеет место сдвиг и уширение Δ -максимума, т.е. изменение массы (уменьшение) и ширины (рост) свободной Δ -изобары. Подобный сдвиг для небольших l должен также наблюдаться (и действительно наблюдается) и в полном сечении пион-ядерного взаимодействия, поскольку оно связано с амплитудой рассеяния вперед оптической теоремой. Заметим, что аномальное поведение возбуждения ядерной Δ -изобары было впервые наблюденно именно при измерении полного сечения пион-ядерного взаимодействия [188, 189].

Другая картина наблюдается в случае электромагнитного возбуждения ядерной Δ -изобары, поскольку спиновая часть отклика для фотопоглощения (реальные фотоны) является поперечной ($\mathbf{q} \times \sigma$), а для неупругого рассеяния электронов (виртуальные фотоны) — смешанной.

Согласно (Δ -h)-модели для $(\mathbf{q} \times \sigma)$ -отклика взаимодействие пропорционально $kq \sin \Theta$ и не сдвигает Δ -пик, что согласуется с экспериментом по фотопоглощению (см. раздел 3.5.3). Изменение его параметров по сравнению со случаем свободной Δ -изобары сводится только к уширению и уменьшению высоты (в расчете на один нуклон). Сечение, рассчитанное на один нуклон, практически остается постоянным в широком интервале изменения массовых чисел $9 \leq A \leq 235$.

Сложнее выглядит картина для неупругого рассеяния электронов. В первом борновском приближении дифференциальное сечение ee' -рассеяния может быть разделено на вклад от продольно- и поперечно-поляризованных фотонов, причем в Δ -области преобладает поперечный отклик. Сравнение с экспериментом действительно дает картину, сходную со случаем фотопоглощения (отсутствие сдвига и уширение) при малых ($\sim 0,1$ ГэВ/с²) передаваемых 4-импульсах, но обнаруживает рост инвариантной массы Δ -изобары с ростом 4-импульса (см. раздел 3.5.2). Эта зависимость выходит за рамки простейшей (Δ -h)-модели и обсуждается в разделе 5.2.3.

Еще более сложную спиновую структуру имеют процессы барионной перезарядки. В схеме волнового импульсного приближения сечение можно записать

в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = N \left[F_T^2(t) \frac{d\sigma_T}{dt}(t) R_T + F_L^2(t) \frac{d\sigma_L}{dt}(t) R_L \right], \quad (35)$$

где N — фактор поглощения, $F^2(t)$, $d\sigma(t)/dt$ и R — поперечные (T) и продольные (L) формфакторы, элементарные сечения и функции отклика соответственно. В этом приближении поперечная и продольная части отклика разделяются и одна из них может быть подчеркнута при подходящем выборе бомбардирующей и испускаемой частиц, поскольку $F_T^2(t)$ и $F_L^2(t)$ могут сильно различаться.

В качестве примеров на рис. 22 из работы [2] показан ход $F_L^2(t)$ (сплошные линии) и $F_T^2(t)$ (пунктирные) для реакций ($^3\text{He}, t$), $d, 2p(^1S_0)$ и некоторых других. Из рисунка видно, что реакция ($^3\text{He}, t$) очень подходит для изучения спин-продольного отклика. Зависимость $F_L^2(t)$ идет не очень круто, что обеспечивает большое сечение для Δ -возбуждения. Отношение продольного и поперечного формфакторов равно

$$(F_L/F_T)^2 = \exp(-0,31t), \quad (36)$$

что при $-t = 3,5$ близко к трем. Это дает возможность выделения одного из слагаемых в выражении (35) как преобладающего, что важно для теоретического анализа особенностей поведения сечения. Сравнение формфакторов для реакции $d, 2p(^1S_0)$ также дает основания считать, что продольная компонента преобладает над поперечной (см. обсуждение этой реакции в разделе 4.4).

Общее заключение, которое может быть сделано в результате анализа отклика ядра при различных реакциях перезарядки (легких и тяжелых ионов, нуклонов),

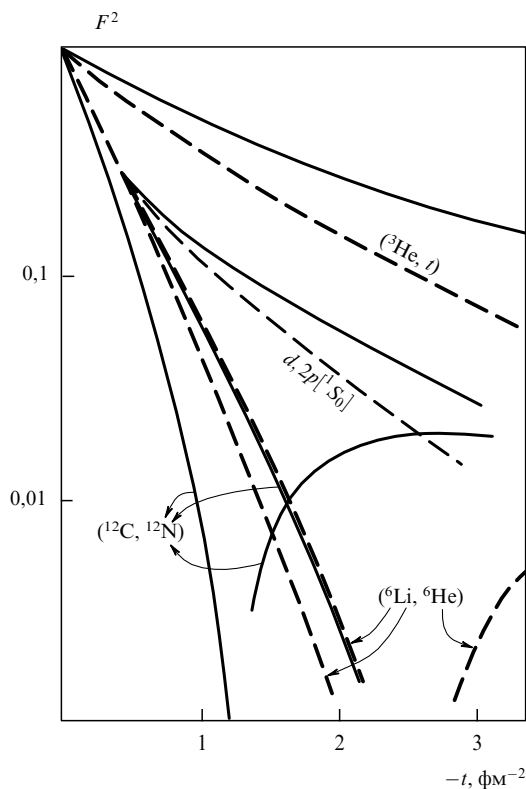


Рис. 22

сводится к тому, что во всех случаях независимо от типа снаряда Δ -возбуждение ядра имеет типичные особенности (сдвиг вниз по энергии и уширение Δ -пика), говорящие о коллективном характере Δ -возбуждения ядра-мишени. В механизме однопионного обмена эти особенности определяются спин-продольной составляющей функции отклика ядра.

Как уже говорилось, их нельзя объяснить механизмом квазисвободного рождения Δ -изобары на одном из нуклонов ядра (см. рис. 1х) с учетом ферми-движения и энергии связи, поскольку этот механизм должен приводить к сдвигу Δ -максимума вверх по энергии. Другая разновидность квазисвободного механизма, развиваемая в работе [171], — возбуждение Δ -изобары в снаряде (рис. 1ц), по мнению авторов работы [3], также не пригодна для объяснения сдвига ядерного Δ -пика вниз по энергии, так как этот механизм не должен зависеть от типа ядра-мишени и, в частности, Δ -сдвиг должен был бы наблюдаться для дейтронной мишени. Этого сдвига, как следует из работ [151, 152, 161–163, 168, 172], на самом деле нет (см., однако, по этому поводу раздел 5.3.2).

В работе [3] эта точка зрения подкреплена подсчетом изоспиновых весов для (p, n) -перезарядки на ядре, который дал для вклада от процесса с рождением Δ -изобары в снаряде величину порядка $1/3$ (а для протонной мишени даже $1/10$). Этому заключению не противоречат и результаты экспериментов по электромагнитному Δ -возбуждению ядра. В этом случае сдвига Δ -пика не наблюдается из-за преобладания спин-поперечной функции отклика, но Δ -возбуждение также носит коллективный характер (точнее, не является чисто квазисвободным, что следует из отсутствия сдвига в сторону больших энергий) и не может быть приписано снаряду, поскольку фотон — бесструктурная частица.

Несколько особняком стоят данные по пионной перезарядке, в которой согласно [166, 167] также наблюдается сдвиг Δ -максимума в сторону меньших энергий возбуждения, хотя в этих процессах функция отклика, казалось бы, должна быть поперечной (из-за запрета на π -обмен по G-четности естественно было бы предполагать преобладание диаграммы с ρ -обменом). Это обстоятельство является одной из трудностей описанной выше теоретической интерпретации Δ -возбуждения ядер. В качестве возможного выхода из этого затруднения в работе [190] предложена гипотеза о том, что сдвиг Δ -изобарного пика связан не со спецификой механизма реакции, а со свойствами Δ -изобары в ядрах. В этой работе утверждается, что все экспериментальные данные можно объяснить введением связанности Δ -изобары в ядрах порядка 20–70 МэВ. (О других попытках теоретического описания (π^\pm, π^0)-реакций см. в разделе 5.3.2.)

5.2.3. Коллективные возбуждения ядерной Δ -изобары типа пионной волны. Описанный выше коллективный механизм возбуждения ядерной Δ -изобары как суперпозиции Δ -h-состояний имеет одну принципиальную трудность, связанную с очень малым временем ее жизни. Действительно, как отмечает автор работы [74], Δ -изобара, возникшая в ядре, успевает до своего распада долететь только до соседнего нуклона и, следовательно, в принципе не может почувствовать весь ядерный потенциал, зависящий от размеров и формы ядра (что было бы характерно для коллективного состояния). Поэтому, по его мнению, коллективное Δ -возбуждение ядра вряд ли можно интер-

претировать как суперпозицию чистых (Δ -h)-состояний. Вместе с тем коллективное Δ -состояние ядра можно построить как суперпозицию (Δ -h)- и пионных степеней свободы. Наглядно механизм такого процесса заключается в следующем.

Предположим, что первоначально возникшая в ядре Δ -изобара распадается по пионному каналу ($\Delta \rightarrow N + \pi$). Поскольку этот распад двухчастичный и характеризуется большой (~ 100 МэВ) шириной, то распадный пион сохраняет резонансную энергию, т.е. может образовать новую Δ -изобару с другим нуклоном ядра. При пионном распаде этой новой Δ -изобары процесс может повториться, что и приведет к коллективному Δ -возбуждению ядра типа суперпозиции (Δ -h)- и пионных степеней свободы (пионоподобная волна, см. рис. 1о–р)¹⁶. Очевидно, что при этом снимается трудность, связанная с малым временем жизни Δ -резонанса и описанное выше коллективное возбуждение может в принципе охватить все ядро.

В математическом описании распространяющегося пионного возбуждения в работе [74] используются известные методы описания рассеяния пионов с помощью коэффициента их преломления в ядерном веществе [195] и учета свойств пионного пропагатора в ядре [196], которые были дополнительно развиты автором работы [74]. В частности, хотя пионный пропагатор при низких энергиях возбуждения изучался во многих работах в связи с упомянутой в разделе 2 пионной конденсацией и предкритическими явлениями [20–22, 25, 194, 197], в области Δ -изобары потребовались релятивистские вычисления. Они были выполнены с участием автора [74] в более ранней работе [193].

Результаты работы [74] были использованы ее автором для вычисления сечения перезарядки ($^3\text{He}, t$) на ядрах с возбуждением Δ -изобары. Показано, что в пределе больших передач $qR \gg 1$ сечение выражается через мнимую часть пионного пропагатора, взятого на поверхности ядра. Развитое приближение хорошо описывает данные по спектру трития при относительно малых энергиях ^3He . Отмечается, что использованный подход развивался также в работах [198, 199], но в них применялась нерелятивистская функция отклика ядра.

Кроме упомянутых выше работ, концепция существования в ядерной среде коллективной пионоподобной волны развивалась в работе [201]. Авторами этой работы для интерпретации Δ -сдвига была предложена простая двухуровневая модель, развитая для бесконечной материи в предположении нулевой ширины Δ -изобары. В этой модели (Δ -h)-состояния и пионы в среде трактуются в виде системы из двух уровней на плоскости ω, q , которые при отсутствии взаимодействия пересекаются при некотором q (рис. 23а, взятый из [202]). Включение ($\pi N \Delta$)-взаимодействия приводит к сильному смешиванию обоих состояний в этой области и обмену их структурой. Пионная ветвь (π -в) сдвигается к более низким энергиям, а дельта-ветвь (Δ -в) — к более высоким. Таким образом, (Δ -h)-сила делится между двумя модами. Авторы [201] утверждают, что с пионной

¹⁶ До [74] механизм пионоподобного возбуждения ядерной среды обсуждался в работах [191–193], в которых сдвиг Δ -максимума в ($^3\text{He}, t$)-реакции качественно объяснялся проявлением коллективной концентрации силы вдоль пионной линии в ядерной среде (пионная ветвь Мигдала [194]).

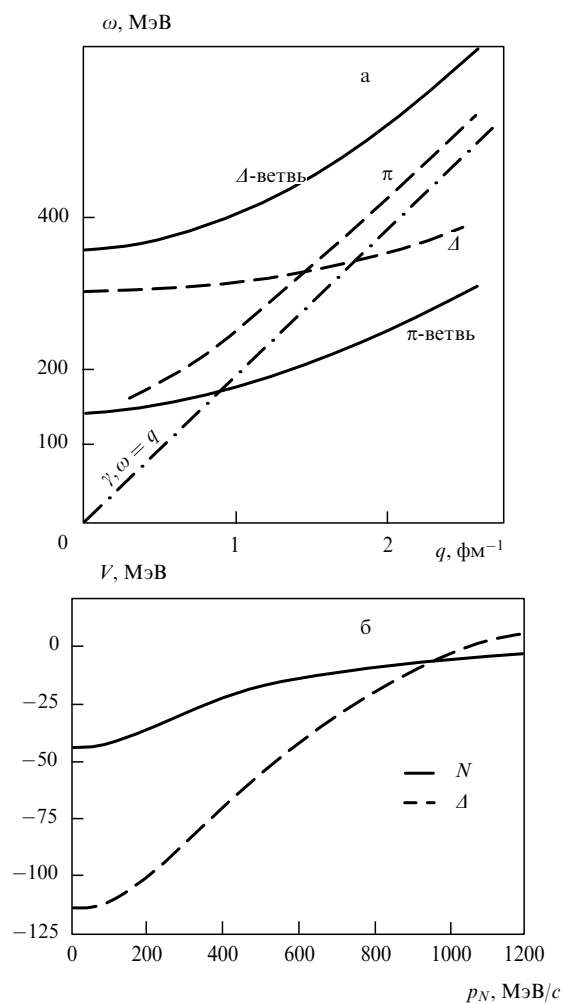


Рис. 23

модой связана заметная часть (25–30 МэВ) сдвига Δ -пика в сторону меньших энергий для реакции ($^3\text{He}, t$) при энергии 2 ГэВ. (Описание более реалистической двух-уровневой модели см. в разделе 5.3.2.)

5.2.4. Дельта-ядерный потенциал, зависящий от импульса. Сравнение ($\pi N\Delta$)- и πNN -связи. В разделе 3.5.2 было рассказано о наблюдении сдвига Δ -пика с ростом Q^2 в электроядерных реакциях [126], который трудно объяснить в рамках установившегося представления об электромагнитном возбуждении Δ -изобара в ядрах. Нестандартная попытка объяснения этого эффекта была предпринята в работе [129] в схеме введения Δ -ядерного потенциала, зависящего от импульса. Авторы этой работы распространили развитое ранее [203] объяснение сдвига квазиупругого пика в электрон-ядерном рассеянии тем, что нуклоны, связанные в мишени, и нуклоны отдачи "чувствуют" эффективный потенциал, зависящий от импульса.

В качестве исходных данных в работе [129] были использованы наиболее статистически точные результаты измерений из [121–125] для мишеней ^4He , C и Fe. Для корректировки сдвигов Δ -пика, обусловленных вкладами в сечение в области Δ -возбуждения от других механизмов рассеяния электронов, была использована модель сечения, предложенная в работе [204]. Из рассмотрения модели следует, что низкоэнергетический

хвост сечения образования более тяжелых, чем Δ_{1232} , нуклонных резонансов может сдвигать инвариантную массу Δ -пика в сторону больших значений W , а высокоэнергетический хвост квазидейтронного поглощения — меньших. Оказалось, что поправка положения Δ -пика составляет +10 МэВ для $Q^2 = 0,1$ ($\text{ГэВ}/c$)² и –15 МэВ для $Q^2 = 0,5$ ($\text{ГэВ}/c$)² (при средних значениях Q^2 обе поправки взаимно погашаются). Описанные поправки уменьшают величину сдвига Δ -пика, наблюдаемую в эксперименте [126] до 35 МэВ. "Оставшуюся" часть сдвига авторы [129] связывают с влиянием Δ -ядерного потенциала, зависящего от импульса:

$$V_{\Delta}(p_f) = \omega + V_N(p_i) - (p_f^2 + W_{\Delta}^2)^{1/2} + \left(\frac{k_F^2}{2} + M^2 \right)^{1/2}, \quad (37)$$

где ω — потеря энергии, p_i и p_f — начальный и конечный импульсы нуклонов соответственно, $V_N(p_i)$ — нуклонный потенциал для начального импульса, k_F — ферми-импульс, M — масса нуклона.

Нуклонный и Δ -потенциалы параметризованы глубиной V_0 , импульсом p_0 и константой V_1 :

$$V(p) = -\frac{V_0}{1 + p^2/p_0^2} + V_1. \quad (38)$$

Значения V_0 , p_0 и V_1 определялись подгонкой методом наименьших квадратов. Для нуклон-углеродного потенциала они оказались равными: $V_0^N = (46 \pm 6)$ МэВ, $p_0^N = (430 \pm 100)$ МэВ, $V_1 = (38 \pm 3)$ МэВ (последнее значение предположительно), а для дельта-углеродного: $V_0^{\Delta} = (153 \pm 22)$ МэВ, $p_0^{\Delta} = (628 \pm 88)$ МэВ, $V_1^{\Delta} = (38 \pm 3)$ МэВ. Мнимая часть потенциала оценена равной 70 МэВ (из увеличения ширины Δ -пика, связанного с вкладом канала $N\Delta \rightarrow NN$).

На рис. 23б представлена зависимость нуклон-ядерного и дельта-ядерного потенциалов от импульса нуклонов в области 400–1000 МэВ/с. Из рисунка видно, что Δ -потенциал при $q < 950$ МэВ/с глубже нуклонного. Авторы [129] считают, что это может быть обусловлено более сильной ($\pi N\Delta$)-связью по сравнению с (πNN) [205]. Они также не советуют придавать особого значения тому, что $V_1^{\Delta} > 0$ (что могло бы означать отталкивательный характер Δ -ядерного потенциала при высоких импульсах), так как это значение было получено в предположении $V_1^N = 0$. Для проверки достоверности значения $V_1^{\Delta} > 0$ необходимы дополнительные данные при $Q^2 > 0,5$ ($\text{ГэВ}/c$)² с идентификацией механизмов различных реакций, могущих сдвигать ядерный Δ -пик.

5.3. Примеры конкретных теоретических подходов

5.3.1. Использование (Δ -h)-модели с учетом (Δ -h)-корреляций в продольном канале. Продемонстрируем возможности современных теоретических моделей ядерного Δ -возбуждения на примере подробного описания одной из них и последующего краткого сравнения ее с другими, созданными как раньше, так и позже. В качестве такого примера мы выбрали работу [206], в которой предложен конкретный подход для рассмотрения Δ -возбуждения ядер в реакциях (p, n)- и ($^3\text{He}, t$)-перезарядки. Эта работа, опубликованная в 1990 г., является своеобразным рубежом между моделями, описывающими инклюзивные и все более эксклюзивные результаты. Она

подытоживает практически все накопленные к 1990 г. достижения в области теоретической интерпретации ядерного Δ -возбуждения, что подтверждается многочисленными ссылками на нее в последующих работах.

Модель [206] конструируется следующим образом. Дельта-изобара рождается в одноступенчатом прямом процессе перезарядки

$$A + a \rightarrow (B + \Delta) + b, \quad (39)$$

который трактуется в рамках формализма импульсного приближения с искаженными волнами (DWIA). В выражении (39) $A(B)$ и $a(b)$ обозначают мишень (конечное ядро) и налетающую (вылетающую) частицу соответственно. Для $a = {}^3\text{He}$ учитывается формфактор.

Взаимодействие рожденной Δ -изобары с конечным ядром B (с дыркой) описывается при помощи одночастичного комплексного потенциала и остаточного (Δ - N^{-1})-взаимодействия. Последний эффект рассчитывается в приближении Тамма–Данкова в формализме связанных каналов.

Инклюзивное сечение процесса записывается в форме

$$\frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega_b} = \frac{E_a E_b E_A E_{B+\Delta}}{2\pi h^2 c^2 W} \cdot \frac{k_b}{k_a} \cdot \text{Im}(-\langle \rho | G | \rho \rangle), \quad (40)$$

где E_i — полная энергия частиц ($i = a, b, A, B + \Delta$), k_a (k_b) — волновое число $a(b)$, W — полная энергия всех частиц в системе центра импульса, $|\rho\rangle$ — входное состояние, возбужденное реакцией, и G — функция Грина, описывающая движение $(B + \Delta)$ -системы. При построении входного состояния

$$|\rho\rangle = (\chi_b^{(-)} \varphi_b | t_{NN,\Delta} | \chi_a^{(+)} \varphi_a \varphi_A) \quad (41)$$

используются внутренние волновые функции φ_a и φ_b частиц a и b , волновая функция ядра-мишени φ_A (в предположении, что $J_A^\pi = 0^+$), искаженные волновые функции $\chi_a^{(+)}$ и $\chi_b^{(-)}$ пролетающих частиц во входном и выходном каналах и эффективный оператор $t_{NN,\Delta}$ перехода $NN \rightarrow N\Delta$.

Для функции Грина принято выражение

$$G = \left(E + \frac{i\Gamma_\Delta}{2} - H_B - T_\Delta - U_\Delta - V_{N\Delta,N\Delta} \right)^{-1}, \quad (42)$$

где E — энергия возбуждения $(B + \Delta)$ -системы, Γ_Δ — энергетически зависящая ширина свободного распада Δ -изобары, T_Δ — оператор кинетической энергии, U_Δ — Δ -ядерный потенциал, H_B — гамильтониан ядра B , $V_{N\Delta,N\Delta}$ — остаточное взаимодействие, описывающее (Δ - N^{-1})-корреляции; Δ -ядерный потенциал U_Δ выбран в виде комплексного потенциала Вудса–Саксона с параметрами согласно [186, 187, 207], ширина Γ_Δ — в соответствии с [199]. Потенциал $V_{N\Delta,N\Delta}$ предполагается состоящим из π - и ρ -обменных потенциалов с дополнительным близкодействующим взаимодействием. В импульсном представлении $V_{N\Delta,N\Delta}$ может быть записан в виде суммы из продольной (L) и поперечной (T) частей, вклад которых предполагается равновесным:

$$V_{N\Delta,N\Delta} = [V_{N\Delta,N\Delta}^L(\mathbf{S}_1 \hat{\mathbf{q}})(\mathbf{S}_2^+ \hat{\mathbf{q}}) + V_{N\Delta,N\Delta}^T(\mathbf{S}_1 \times \hat{\mathbf{q}})(\mathbf{S}_2^+ \times \hat{\mathbf{q}})] \mathbf{T}_1 \mathbf{T}_2^+. \quad (43)$$

Здесь

$$V_{N\Delta,N\Delta}^L = 4\pi h c \left(f_\pi^2(t) \frac{v_\pi}{m_\pi^2} + f_\pi^2(t) \frac{g'_{\Delta\Delta}}{m_\pi^2} - 2f_\rho^2(t) \frac{v_\rho}{3m_\rho^2} \right), \quad (44)$$

$$V_{N\Delta,N\Delta}^T = 4\pi h c \left(f_\pi^2(t) \frac{g'_{\Delta\Delta}}{m_\pi^2} + f_\rho^2(t) \frac{v_\rho}{3m_\rho^2} \right), \quad (45)$$

где $f(t = \omega^2 - \mathbf{q}^2) = f_{iN\Delta}(\Lambda_i^2 - m_i^2)/(\Lambda_i^2 - t)$ — мезон-барионные вершинные коэффициенты ($i = \pi, \rho$), $v_i = q^2/(t - m_i^2)$, $g'_{\Delta\Delta} \sim 0, 3$ — параметр Ландау–Мигдала¹⁷ (в единицах $J_{\pi NN} = 4\pi h c f_{\pi NN} f_{\pi NN}/m_\pi^2 \approx 1600$ МэВ Фм³), $f_{\pi N\Delta}^2 = 0, 324$, $f_{\rho N\Delta}^2 = 16, 63$, $m_\pi = 0, 14$ ГэВ, $m_\rho = 0, 77$ ГэВ, $\Lambda_\pi = 0, 78$ ГэВ, $\Lambda_\rho = 2$ ГэВ.

Для оператора перехода $t_{NN,\Delta}$ в соотношении (41) используется выражение

$$t_{NN,\Delta} = g'_{N\Delta} J_{\pi N\Delta} \left(\frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - t} \right)^2 [(\sigma_1 \hat{\mathbf{q}})(\mathbf{S}_2^+ \hat{\mathbf{q}}) + (\sigma_1 \times \hat{\mathbf{q}})(\mathbf{S}_2^+ \times \hat{\mathbf{q}})] \tau_1 \mathbf{T}_2^+ \quad (46)$$

с $J_{\pi N\Delta} = 4\pi h c f_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}/m^2 = 800$ МэВ Фм³, $g'_{N\Delta} = 0, 335$, $\Lambda'_\pi = 650$ МэВ.

При расчете реакций ${}^{12}\text{C}(p, n)$ и ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$ использовалась оболочечная конфигурация волновой функции для основного состояния ${}^{12}\text{C}$. В (Δ -h)-модели рассматривались все S - и P -дырочные состояния и все Δ -орбитали с $l_\Delta \leq 8$ (всего до 24 состояний). Расчеты делались с учетом (Δ -h)-корреляций и без него.

Переходя к сравнению своих расчетов с экспериментальными данными, приведенными в работах [151, 208, 209], авторы обсуждаемой работы [206] отмечают, что $t_{NN,\Delta}$ -взаимодействие в виде (46) хорошо передает как форму, так и величину сечения реакций $p(p, n)\Delta^{++}$ и $p({}^3\text{He}, t)\Delta^+$ (лучше, чем ОПО-взаимодействие) и, в частности, не требует включения в механизм реакции Δ -возбуждения ядра-снаряда ${}^3\text{He}$.

При сравнении расчетов реакции ${}^{12}\text{C}(p, n)$ с экспериментами прежде всего отмечается, что значительная часть наблюдаемого сдвига Δ -пика относительно его положения для протонной мишени (40 из 70 МэВ) объясняется тривиальными причинами (кинематика, уширение). Остаточная часть сдвига (30 МэВ), как показало сравнение расчетов, сделанных с учетом и без учета Δ -h-корреляций, порождена именно этим эффектом (соответственно сплошная и штриховая линии на рис. 24а). При этом решающую роль играет энергетическая зависимость π -обменного взаимодействия. Было показано, что в продольном (LO) канале сдвиг назад появляется для всех мультиполей, причем максимальный сдвиг получается для наинизшего мультиполя (рис. 24б). В расчете были учтены все мультиполи до 9^+ . В поперечном канале (TR) заметного сдвига не найдено, но этот канал дает больший вклад в высоту Δ -пика по сравнению с LO-каналом.

Аналогичные результаты для LO- и TR-каналов были получены и при сравнении с экспериментами расчетов реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$, в которых так же, как и в расчете реакции $p({}^3\text{He}, t)$ был учтен формфактор падающей частицы ${}^3\text{He}$. Для этой реакции было выполнено прямое сравнение расчетов, сделанных с формфактором и для

¹⁷ При таком значении параметра g' , характеризующего короткопробежное отталкивание, сохраняется необходимая интенсивность притяжения.

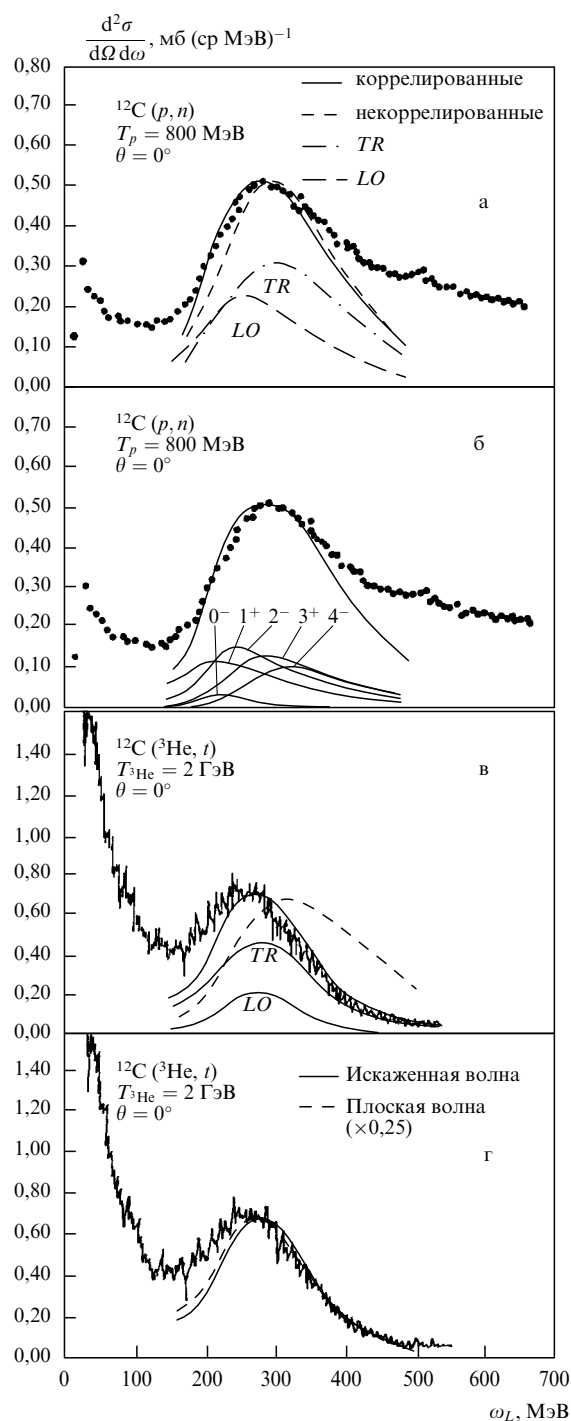


Рис. 24

точечной частицы (сплошная кривая и штриховая, умноженная на 0,34 соответственно), и показано, что учет формфактора приводит к тривиальному сдвигу в сторону низких энергий возбуждения (рис. 24в).

Для реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ были также сделаны расчеты в PWIA- (плоско-волновое импульсное) приближении (штриховая кривая, умноженная на 0,25 на рис. 24г), которые показали, что соответствующие теоретические сечения отличаются от расчетных в DWIA- приближении (сплошная кривая) только по величине, но совпадают по форме. Это означает, что рассеяние при промежуточной энергии падающих частиц ведет главным образом к чистому поглощению потока.

В заключение авторы работы [206] подчеркивают, что сдвиг Δ -пика в (p, n) - и $(^3\text{He}, t)$ -реакциях порождается в их подходе сильно притягивательными, очень короткодействующими корреляциями в продольном спин-изоспиновом канале LO и что это притяжение возникает из-за энергетически-зависимого π -обменного взаимодействия. Некоторое расхождение с экспериментальными данными в области низких энергий авторы [206] объясняют неучетом NN^{-1} -возбуждений и возможной неправомерностью предположения о равном весе LO- и TR-каналов в выражении (43) для $V_{N\Delta, N\Delta}$.

5.3.2. Другие подходы. Мы столь подробно (для обзора экспериментов) обсудили работу [206] потому, что, как нам кажется, она подытоживает большую серию теоретических работ второй половины 80-х годов, которые тоже служили для описания инклюзивных экспериментов и опирались на те же или близкие концепции (одноступенчатость первичного (Δ, h) -возбуждения, рассеяние быстрых частиц, движение Δ -изобары в оптическом потенциале, механизм одномезонного (π, ρ)-обмена, близкодействующие корреляционные поправки). Напомним кратко основные положения этих работ, несколько отличающие их от [206].

В одной из ранних (1985 г.) работ [199] для объяснения сдвига Δ -пика использовался чистый ОПО-механизм с возбуждением одного продольного канала. Оказалось, что такой подход объясняет сдвиг Δ -пика, но дает для него слишком малую высоту (меньшую, чем подход (46) работы [206]). Кроме того, в этом подходе не удается интерпретировать экспериментальные данные, полученные при энергиях ^3He , равных 4 и 11 ГэВ [138], что позволяет сделать $t_{NN, N\Delta}$ -взаимодействие в форме (46).

Авторы работ [210–212], выполненных в 1985–1989 гг., для описания $(NN \rightarrow N\Delta)$ -перехода, кроме π -обмена, учитывали также и ρ -обмен. Реакция $(^3\text{He}, t)$ считалась ими одноступенчатой, для описания движения ^3He и t использовался метод DWIA. Забегая вперед, заметим, что впоследствии авторы этих работ сочли возможным отказаться от учета ρ -обмена [213, 214].

Несколько особняком стоит работа [215], согласно которой основную роль в функции отклика играют не дельта-дырочные, а коллективные пионные возбуждения ядерной материи. Выше (см. раздел 5.2.4) мы подробно обсудили этот механизм Δ -возбуждения при описании работы [74]. В качестве небольшого дополнения заметим, что при рассмотрении отклика ядра на спин-изоспиновые возбуждения в Δ -области было учтено близкодействующее отталкивание [216, 217]. Для расчета рассеяния использовалась модель Глаубера–Ситенко.

Напомним, что концепция коллективного пионного возбуждения развивалась также в работе 1989 г. [201] (см. раздел 5.2.3).

В работе [171], выполненной в 1989 г., для описания $(NN \rightarrow N\Delta)$ -перехода используется ОПО-потенциал с учетом возбуждения ядра-снаряда ^3He и вклада от S -волны πN -амплитуды. На рис. 25 приведены результаты этой работы применительно к реакции $p(^3\text{He}, t)p\pi^+$. Здесь пунктиром показан расчет с использованием только одного DET-механизма, сплошной кривой — с включением DEP-механизма и вклада от S -волны. Экспериментальные точки взяты из [149].

Авторы [171] обращают особое внимание на различие результатов для реакции $p(^3\text{He}, t)p\pi^+$ и $n(^3\text{He}, t)\pi N$, кото-

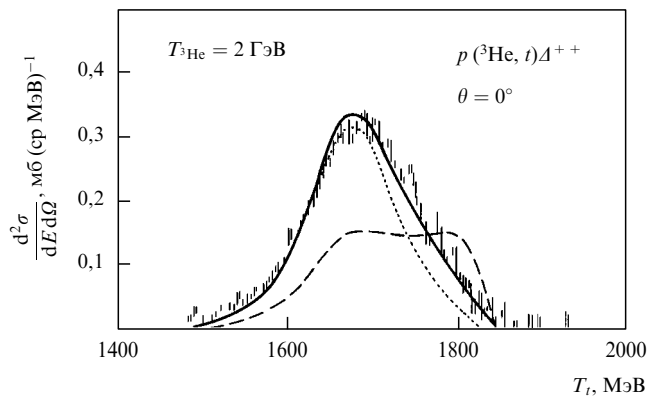


Рис. 25

рое проявляется в разной форме Δ -пиков. Результаты расчета формы Δ -максимума для реакции на нейтроне (с учетом DER-, DET- и S -волнового механизма) показаны на рис. 25 штриховой кривой. В связи с большим различием результатов для протона и нейтрона, по мнению авторов [171], нельзя сравнивать экспериментальные данные по $(^3\text{He}, t)$ -реакции на протоне и ядре.

Утверждается также, что привлечение DER-механизма позволяет описать наблюдаемые в эксперименте [218] особенности Δ -возбуждения в дейтронной мишени (ср. с разделом 5.2.2), однако поведение Δ -возбуждения в более тяжелых ядрах в работе [171] не рассматривается. Позднее (в 1992 г.) по поводу экстраполяции результатов работы [171], полученных для околопороговой энергии, на более высокие энергии было высказано мнение, что она вряд ли возможна, потому что вклад от DER-механизма с ростом начальной энергии исчезает [165, 219].

Подытоживая обсуждение теоретических работ, выполненных в конце 80-х годов, мы видим, что эти работы действительно имеют много общего и дают удовлетворительное качественное описание инклюзивных экспериментов (сдвиг Δ -пика в "нужную" сторону), но не достаточно адекватное количественное.

Перешагнем теперь через выбранный нами рубеж 1990 г. [206] и рассмотрим несколько более поздних теоретических работ, в которых так же, как и в современных экспериментальных работах, чувствуется переход ко все большей эксклюзивности исследования.

Авторы работы [220]¹⁸, развивая предложенную ими ранее (см. раздел 5.2.3) простую двухуровневую модель Δ -возбуждения [201], показали, что заметная часть Δ -сдвига назад, наблюдаемая в реакции $(^3\text{He}, t)$, может быть приписана недетектированной раньше пионной моде. В работах [200] и [220] развита более реалистичная, чем в [201], двухуровневая модель, в которой вместо бесконечной ядерной материи рассмотрены конкретные ядра (^{12}C и ^{208}Pb), учтена $\Gamma_\Delta \neq 0$, а также оба вида деовозбуждения Δ -изобары и уширение Δ -пика.

Рассмотрение проводилось в рамках приближения RPA¹⁹ и локальной плотности для поляризационного

$(\Delta\text{-h})$ -пропатора низшего порядка $\Pi_0(\mathbf{q}, \mathbf{q}', \omega)$, где \mathbf{q} и \mathbf{q}' — входящий и выходящий импульсы, а ω — энергия. Однако существенные черты прежней модели сохранились и в новой. Так же, как и там, сила Δ -возбуждения удаляется от пионной линии и чистой $(\Delta\text{-h})$ -области, сдвигаясь вверх и вниз, как показано на рис. 23а. Детали сдвига зависят от значений константы $\pi N\Delta$ -связи и параметра Мигдала g' (рис. 23а соответствует $g' = 0,5$).

Реалистические расчеты приводят к двум максимумам для продольной части ядерной функции отклика $\sigma\mathbf{q}$ на плоскости ω, q , между которыми расположена долина, близкая к линии свободного пиона $\omega^2 = p^2 + m^2$. Это подтверждается хорошим расчетным воспроизведением полного пион-ядерного сечения (как в смысле пропорциональности его $A^{2/3}$, так и в смысле пропорциональности Δ -сдвига $A^{1/3}$). Два максимума модели соответствуют обычным $(\Delta\text{-h})$ -возбуждениям и пионной ветви. Оценки показывают, что сдвиг Δ -пика в сторону меньших энергий возбуждений, обусловленный пионной модой, составляет 25 МэВ для ^{12}C и 30 МэВ для ^{208}Pb . Подчеркивается, что спин-поперечный вклад $\sigma \times \mathbf{q}$ в пионный канал невелик из-за малой связи между этими возбуждениями [222, 223]. На языке двухуровневой модели это интерпретируется как отсутствие пересечения $(\Delta\text{-h})$ -линии с линией ρ -мезона. Отмечается, что реакции перезарядки типа $(^3\text{He}, t)$ являются пока наилучшими для изучения пионной моды, хотя они и носят периферический характер²⁰.

Кроме данных, полученных при изучении реакций перезарядки, авторы работ [200, 220] использовали также результаты исследования электромагнитного возбуждения ядер. В их модели поглощение фотонов изображается на плоскости ω, q линией $\omega = q$ (реальные фотоны), а неупругому рассеянию электронов (виртуальные фотоны) соответствует область значений $Q^2 = q^2 - \omega^2 > 0$, расположенная ниже этой линии. В обоих случаях анализируется спин-поперечная часть $\sigma \times \mathbf{q}$ функции ядерного отклика²¹, которая практически "не зацепляется" за пионный канал. На плоскости ω, q поперечная часть функции отклика имеет один максимум. Результаты анализа согласуются с экспериментальными данными.

В работе [183] 1992 г. обращается внимание на экспериментальное наблюдение зависимости сдвига Δ -пика от типа канала деовозбуждения изобары, замеченное в описанном выше (см. разделы 4.5.2 и 4.5.3) эксклюзивном изучении распадов ядерной Δ -изобары [160, 172]. Напомним, что согласно [160, 172] в канале $N\Delta \rightarrow NN$ имеется сильный сдвиг Δ -пика назад, а в канале $\Delta \rightarrow N\pi$ его нет. В отличие от точки зрения авторов работ [160, 172] в работе [183] утверждается, что это может означать существование двухступенчатого механизма Δ -возбуждения ($NN \rightarrow N\Delta$, $N\Delta \rightarrow NN$).

В этой же работе предлагается экспериментальный метод выделения информации о DET- и DER-механизмах Δ -возбуждения в снаряде и мишени (см. рис. 1х, ц, ч). С этой целью надо одновременно изучать спектры

¹⁸ Более детальные, но предварительные расчеты приведены в [200].

¹⁹ RPA (Random Phase Approximation) — приближение случайных фаз, которое используется для теоретического расчета функций отклика — определения параметров ядерных возбуждений (мода, энергия), возникающих под действием спин-изоспиновых операторов [221]. Формально RPA-метод эквивалентен теории конечных ферми-систем (ТКФС).

²⁰ Реальные пионы поглощаются меньше, чем ^3He , но они зондируют удаленную от π -ветви область между максимумами. Пионный отклик со всей глубины ядра можно было бы получить, исследуя неупругое рассеяние нейтрино, но пока это нереально [202].

²¹ В опытах по изучению неупругого рассеяния электронов с выделением продольной и поперечной частей отклика показано, что поперечная часть доминирует.

реакций (${}^3\text{He}, t$) и (${}^3\text{He}, {}^3\text{He}$), которые должны сильно различаться в районе энергии $T_{\text{He}} = 2$ ГэВ, изученной в [172], из-за того, что при этой энергии во второй реакции Δ -возбуждение в снаряде (DEP) становится доминирующим. Роль механизма DEP зависит от энергии ${}^3\text{He}$. При $T_{\text{He}} = 10$ ГэВ его роль все еще важна для реакции (${}^3\text{He}, {}^3\text{He}$), но пренебрежимо мала для реакции (${}^3\text{He}, t$). В дополнение к результатам, полученным в [171], авторы работы [183] отмечают, что механизм DEP на протонной мишени мал, но улучшает согласие с экспериментом при больших энергиях; на нейтронной мишени DEP-механизм более заметен, особенно при больших энергиях. Исследование относительной роли механизмов DET и DEP на нуклонах продолжено в работе [179] (см. также [243]), авторы которой сравнили веса обоих механизмов для реакций (${}^3\text{He}, t$), (${}^3\text{He}, {}^3\text{He}$) и (${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$), базируясь на изотопических соотношениях. Результаты их расчетов представлены в табл. 3.

Таблица 3

Реакция	DET	DEP	Реакция	DET	DEP
$p({}^3\text{He}, t)$	2	2/9	$n({}^3\text{He}, t)$	2/3	2/3
$p({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	6/9	134/9	$n({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	6/9	86/9
$p({}^4\text{He}, {}^4\text{He})$	0	64/3	$n({}^4\text{He}, {}^4\text{He})$	0	64/3

Из таблицы видно, что для реакций $N({}^4\text{He}, {}^4\text{He})$ возможен только DEP-механизм Δ -возбуждения (из-за нарушения закона сохранения изоспина для DET-механизма); для реакций $N({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$ должен преобладать механизм DEP, для реакции $p({}^3\text{He}, t)$ — DET, а для $n({}^3\text{He}, t)$ веса обоих механизмов равны. Опираясь на свои прежние работы [171, 183], авторы [179] предсказывают сильное различие формы энергетического распределения вылетающих ионов при DEP- и DET-механизмах. Их расчеты формы спектра для DEP-механизма были подтверждены в экспериментальной работе [178] по изучению реакции $p({}^4\text{He}, {}^4\text{He})$, выполненной в лаборатории "Сатурн". Кроме того, в работе [179] было рассчитано сечение реакции $p({}^4\text{He}, {}^4\text{He})$, которое оказалось качественно согласующимся с измерениями [178] как энергетического, так и углового распределений (см. раздел 4.6.5). В работе [243] отмечается также возможность изучения роли DEP-механизма при исследовании реакции $p(t, {}^3\text{He})$.

В работах [176, 177] были проанализированы описанные в разделе 4.6.4 результаты эксклюзивных экспериментальных исследований [174, 175] реакций ${}^{12}\text{C}(p, n\pi^+)$ и ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t\pi^+){}^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$, в которых были обнаружены когерентные пионы с энергией 250 МэВ и сильно вытянутым вперед угловым распределением относительно передаваемого импульса \mathbf{q} (см. рис. 19а, б).

Анализ, сделанный в [176] и [177], показал, что эти результаты обусловлены спиновой структурой операторов возбуждения $S^+\mathbf{q}$ и деовозбуждения $S\mathbf{q}$, входящих в спин-продольный (LO) канал, которые приводят к угловому распределению вида $k_\pi q \cos \theta_\pi$. Угловое распределение, соответствующее спин-поперечному (TR) каналу, пропорционально $k_\pi q \sin \theta_\pi$. Рассчитанные спектры для энергетического и углового распределений когерентных пионов из реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t\pi^+){}^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ хорошо совпадают с экспериментальными данными из [175].

Авторы работ [176, 177] считают, что обнаружение когерентных пионов в реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t\pi^+){}^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ с сохранением ядра-мишени в основном состоянии свидетельствует о существовании в ядре пионной моды.

Когерентные пионы, первоначально находившиеся (как виртуальные) вне массовой поверхности, конвертируются в процессе многократного рассеяния в ядрах в реальные пионы, находящиеся на массовой поверхности. Любопытно отметить, что кинетическая энергия отдачи конечного ядра мала (< 1 МэВ), $T_\pi = T_{\text{He}} - T_t$, $M_{\text{He}} \approx M_t$; однако упомянутая выше конверсия виртуального пиона в реальный возможна, если импульс, необходимый для его перевода на массовую поверхность, получит ядро в целом.

В заключение этого раздела остановимся на работах [224, 225], в которых была предпринята попытка теоретического описания экспериментальных результатов [166, 167] по исследованию реакций пионной перезарядки (π^\pm, π^0). Напомним, что в этих работах был обнаружен сдвиг Δ -пика вниз по энергии возбуждения, сходный с наблюдавшимся для реакций (${}^3\text{He}, t$), несмотря на различие механизмов этих реакций.

При теоретическом рассмотрении результатов, полученных в [166, 167], авторы [224, 225] исходили из предположения о доминирующей роли диаграммы с обменом ρ -мезоном ("поперечный" механизм), поскольку π -обмен ("продольный" механизм) запрещен законом сохранения G -четности. Был выбран подход RPA-рассмотрения бесконечной ядерной материи в рамках кольцевого приближения (рис. 1ш), при котором спин-поперечный отклик пропорционален мнимой части пропагатора Π^0 (сумма свободных (N -h)- и (Δ -h)-пропагаторов). Кроме ρ -мезонного обмена учитывалось отталкивание на малых расстояниях ($g' \simeq 0, 6-0, 7$). Результат расчета приводит к сдвигу Δ -пика в сторону больших энергий возбуждения, что противоречит экспериментальным данным для (π^\pm, π^0)-перезарядки, сходным с данными для (${}^3\text{He}, t$)-реакций. Авторы [224, 225] предполагают, что это сходство при разных механизмах реакций ("продольный" для (${}^3\text{He}, t$) и "поперечный" для (π^\pm, π^0)) может быть обусловлено сильным изменением свойств самой Δ -изобары в ядерном веществе по сравнению со свободным состоянием (для протонной мишени расчет с ρ -мезонным обменом дает результат, совпадающий с экспериментом).

Напомним, что обнаруженная при анализе реакции (π^\pm, π^0)-перезарядки трудность с поперечной составляющей функции ядерного отклика встретила и в работе [168] по изучению реакции $\mathbf{d}, 2p({}^1S_0)$ на пучке поляризованных дейтронов (см. раздел 4.4). В этой работе из поведения формфакторов (см. рис. 22) и угловых распределений Δ -пика следует преобладание продольной составляющей, а из тензорного анализа спиновых наблюдаемых — поперечной. Эксперимент дал сильный Δ -сдвиг вниз по энергии, который соответствует продольной составляющей (см. рис. 14).

Автор работы [2], в которой были проанализированы данные из [168], считает, что верить надо именно этому последнему результату, потому что спиновые наблюдаемые в ($\mathbf{d}, 2p({}^1S_0)$)-реакции могут быть сильно искажены.

Независимо от справедливости этого замечания очевидно, что как реакция (π^\pm, π^0)-перезарядки, так и реакция $\mathbf{d}, 2p({}^1S_0)$ нуждаются в новом расширенном и прецизионном изучении. В частности, в работах [224, 225] обсуждаются механизмы перезарядки пионов, идущие через образование промежуточных пион-нуклонных резонансов в S -канале и возбуждение Δ -резонанса через обмен ρ -мезоном в t -канале. Показано, что происходит

сильное сокращение вкладов от диаграмм с нуклоном и Δ -изобарой в промежуточном состоянии. Сечение из-за такого сокращения оказывается чувствительным к вкладам более высоких резонансов $N^*(1440, 1/2^+)$, $N^*(1520, 3/2^-)$, $\Delta(1620, 1/2^-)$. Амплитуда процесса сильно зависит от относительных знаков и величин констант связи резонансов, плохо известных из существующих экспериментальных данных.

5.4. Экзотические Δ -состояния в ядре

В 1982 г. на фазотроне ОИЯИ в Дубне коллаборацией ИЯИ и ОИЯИ в соударениях протонов энергией 350 МэВ с ядрами меди был исследован спектр пионов, рожденных под углом 90° , в интервале энергий 30–110 МэВ [226]. Оказалось, что он имеет аномальный характер, а именно возрастает в сторону меньших энергий. Последующее изучение эффекта на синхротроне "Сатурн" в Сакле с Га-мишенью [227] показало, что этот рост ограничен энергией пионов около 60 МэВ, а из более поздних измерений [228] следовало, что обнаруженная аномалия имеет ширину около 5 МэВ. Наконец, дополнительное изучение в Дубне низкоэнергетических пионов, рождающихся под разными углами [229], привело авторов работ [230, 190] к выводу о том, что наблюдаемая аномалия может быть интерпретирована как узкий резонанс при энергии возбуждения ядра 350 МэВ.

Необычно малая ширина резонансного состояния при очень высоком возбуждении требует нестандартного объяснения. В настоящее время нам известны две гипотезы, объясняющие описанное аномальное явление — образование в ядре 2Δ -состояний и Δ -боллов.

5.4.1. 2Δ -состояния. Согласно первой гипотезе, развитой в упомянутых выше работах [230] и [190], необычно малая ширина резонанса при очень высоком возбуждении объясняется образованием в ядре резонансного состояния с двумя Δ -изобарами, распадающимися по схеме $\Delta \rightarrow N + \pi$. В этом случае все особенности аномального резонанса можно объяснить, если допустить, что энергия связи Δ -изобары в ядерном веществе равна 125 МэВ (что в два-три раза больше обычно предполагаемого значения).

Действительно, положение резонанса определяется минимальной энергией возбуждения двух Δ -изобар в ядре: $E_{\min} = 2(M_\Delta - M_N - \varepsilon_\Delta) = 350$ МэВ, а максимальная кинетическая энергия пионов от Δ -распадов $T_{\pi}^{\max} = E_{\min} - 2m_\pi = 70$ МэВ. Малой энергии пионов соответствует малый фазовый объем, т.е. малая ширина резонанса.

Для экспериментальной проверки изложенной гипотезы необходимы опыты с регистрацией обоих пионов от Δ -распадов.

В 1994 г. в докладе [244] на семинаре "Мезоны и нуклиды при промежуточных энергиях" (3–7 мая, Дубна) были приведены новые интересные соображения о 2Δ -состояниях в ядрах. В этой работе обращается внимание на то, что из $\Delta\Delta$ -взаимодействия по кварковой модели следует очень сильное отличие его свойств от свойств NN -взаимодействия. Для орбитального канала $L = 0$ и спи-изоспинового $I = 0, S = 1$ и (или) 3 предсказывается сильное притяжение (без твердого отталкивательного кора) и даже возможность формирования в процессе dd -взаимодействия связанного $\Delta\Delta$ -состояния, наблюдение которого может дать информацию о шестикварковой адронной материи.

Поиск дибарионной $\Delta\Delta$ -системы в указанных каналах предполагается провести в ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) в экспериментах по изучению dd -рассеяния с поляризованными дейтронами. Подготовка к этой работе начата коллаборацией "Альфа" [245].

5.4.2. Дельта-боллы. Вторая гипотеза, высказанная в работе [231], опирается на представление об образовании в ядре локализованного состояния, так называемого Δ -болла. Известно, что (ΔN) -взаимодействие — притягивательное и по интенсивности сильнее NN -взаимодействия. В связи с этим в окрестности ядерной Δ -изобары плотность нуклонов выше равновесной, а поле, действующее на нее, больше, чем вдали от этой области. Если избыточное поле достаточно велико для образования дискретных уровней в потенциальной яме, характеризующей это взаимодействие, то Δ -изобара может локализоваться на одном из уровней, образуя Δ -болл. Эффективная масса Δ -болла $M_B \simeq 10M_N$. Она образуется из избыточной массы вещества, составляющего Δ -болл, и присоединенной массы ядерной жидкости, участвующей в коллективном движении при перемещении Δ -болла. Пока Δ -изобара входит в состав Δ -болла, его ядерное вещество находится в сжатом состоянии. После распада Δ -изобары болл начинает расширяться, и энергия сжатия передается всем частицам ядра.

При распаде Δ -изобары испускается пион, энергия которого в соответствии с принципом Паули не может быть большой, так как распадный нуклон не может занять состояния с малым ($p < p_F$) импульсом. Оценки дают для нее 70–80 МэВ, т.е. значение, близкое к экспериментальному. Из малой энергии пионов следует так же, как и в случае первой гипотезы, малая ширина резонанса.

Экспериментальная проверка второй гипотезы опирается на доказательство того, что при распаде узкого резонанса испускается только один пион. Особо обращается внимание на то, что часть пионов может иметь отрицательный заряд (из-за перезарядки Δ^+ -изобары в Δ^0 на нейтронах ядерной среды). Наконец, в работе указывается на возможность наблюдения резонансных γ -квантов от распада $\Delta \rightarrow N + \gamma$.

5.5. Возможность существования в ядрах коллективного возбуждения других барионных резонансов

В разделах 3.1.1 и 5.2 мы уже говорили, что условием для появления коллективного Δ -возбуждения в ядре является большая ширина и двухчастичный пионный распад Δ -резонанса. Оказывается, это условие носит более общий характер. Еще в 1975 г. в работе [232] было показано, что если в S -канале элементарного процесса взаимодействия двух частиц существует широкий резонанс с преимущественно двухчастичным каналом распада, то в спектре возбуждения ядерной материи обязательно должна возникнуть коллективная ветвь.

Эта возможность была проанализирована в неоднократно упоминавшейся нами работе [3] на примере группы из девяти странных Λ - и Σ -резонансов, имеющих ширину 25–400 МэВ и довольно высокую (20–60 %) вероятность распада по двухчастичному каналу $N\bar{K}$. В качестве примера можно привести $\Lambda(1820)$ -резонанс, ширина которого равна 70–90 МэВ, а вероятность распада по $N\bar{K}$ -каналу 55–65 %.

Авторы [3] предполагают, что коллективные эффекты при возбуждении в ядрах странных резонансов могут быть обнаружены по сдвигу и уширению соответствующих пиков в полных сечениях рассеяния K^- -мезонов с импульсом ~ 1 ГэВ/с на ядрах по сравнению с аналогичными пиками в полных сечениях реакций K^- -мезонов с дейтронами. Из сравнения имеющихся на сегодня экспериментальных данных [233–237] делается вывод о том, что пока ничего определенного о наличии или отсутствии эффектов коллективного возбуждения в ядрах странных барионных резонансов сказать нельзя, но подчеркивается актуальность этих исследований в дальнейшем.

Напомним также, что в опытах по изучению фотопоглощения в ядрах не обнаружены аналоги резонансов более тяжелых, чем Δ , хотя они хорошо известны для свободных нуклонов (см. раздел 3).

6. Заключение

За последние годы существование в ядре Δ -изобары получило надежное экспериментальное подтверждение. Ядерная Δ -изобара обнаружена практически во всех исследованных ядрах при возбуждении их как в реакциях адронной перезарядки (ядер, нуклонов и пионов), так и в электромагнитных процессах (неупругое рассеяние электронов и фотопоглощение).

Во всех рассмотренных реакциях перезарядки обнаружено сильное Δ -возбуждение ядер при передаваемой энергии масштаба 300 МэВ и передаваемом импульсе, сравнимом со средним импульсом фермиевского движения нуклонов в ядре. Сечение адронных процессов перезарядки в Δ -области в основном определяется именно Δ -возбуждением ядра. Доля сечения, вносимая квазиупругой перезарядкой с возбуждением обычных ядерных уровней относительно невелика и уменьшается с ростом энергии снаряда.

На заре экспериментальных исследований Δ -возбуждения ядер считали, что механизмом возбуждения ядерной Δ -изобары является ее квазисвободное образование на одном из нуклонов ядра. Расчет и специально поставленные эксперименты показали, что такой механизм должен приводить к уширению и сдвигу ядерного Δ -пика в сторону больших энергий возбуждения и уменьшению его высоты по сравнению с соответствующими параметрами для свободной Δ -изобары.

Однако многочисленные инклюзивные эксперименты по адронной перезарядке ядер показали, что если квазисвободный механизм в ядре и существует, то его предполагаемые свойства в этих экспериментах не проявляются, а наоборот, ядерный Δ -пик сдвигается в сторону меньших энергий, а его высота возрастает. Эти особенности ядерного Δ -пика свидетельствуют о возможном существовании в ядре другого, отличного от квазисвободного, — коллективного механизма возбуждения Δ -изобары, — происхождение которого связано не со спин-изоспиновым возбуждением одного из ядерных нуклонов, а с откликом ядра в целом. К числу возможных компонент коллективного механизма обычно относят коллективные $(\Delta$ -h)-возбуждения с их последующими корреляциями и коллективную форму спин-изоспинового возбуждения типа распространяющейся по ядерному веществу волны в виде суперпозиции из дельта-дырочных и пионных степеней свободы (пионоподобная ветвь).

Основными задачами исследования адронных процессов ядерного Δ -возбуждения являются экспериментальное выделение каждого из перечисленных механизмов и изучение их особенностей. По-видимому, можно считать, что обе эти задачи решены вполне успешно: экспериментально разделены и изучены не только квазисвободный и коллективный механизмы, но из последнего удалось также выделить и пионоподобную ветвь. Конкретно можно упомянуть экспериментальное выделение DET- и DEP-механизмов, исследование особенностей пионной моды возбуждения ядерной Δ -изобары, изучение разных каналов ее девозбуждения.

В отличие от адронных процессов в обеих исследованных разновидностях электромагнитного возбуждения ядерной Δ -изобары (фотопоглощение и неупругое рассеяние электронов) измеримого сдвига Δ -пика при передаче ядру $Q^2 \simeq 0,1$ (ГэВ/c)² не наблюдается, хотя из специально

поставленных опытов по парциальному фоторождению адронов на ядрах следует, что в нем так же, как и в адронных взаимодействиях, работает квазисвободный механизм, проявляющий себя сдвигом энергии возбуждения вверх. Отсутствие Δ -сдвига, по-видимому, можно понять, если допустить существование коллективного дельта-дырочного механизма, конкурирующего с квазисвободным.

Отсутствие Δ -сдвига, несомненно, является наиболее интересным результатом — общим для обеих разновидностей электромагнитного возбуждения Δ -изобары в ядре, который требует нестандартного теоретического объяснения. А posteriori, можно предположить, что отсутствие сдвига Δ -пика в электромагнитных процессах объясняется тем, что в них нет вклада от механизма типа пионоподобной волны, который дает дополнительный сдвиг вниз по энергии в адронных процессах.

Из других интересных результатов отметим:

1. Независимость сечения фотопоглощения, рассчитанного на нуклон, от массового числа (универсальная кривая) в Δ -области и отсутствие признаков возбуждения других резонансов при более высоких энергиях (которые хорошо известны для нуклонов [133]).

2. Рост инвариантной массы W ядерного Δ -пика в зависимости от передаваемого Q^2 при неупругом рассеянии электронов.

Для объяснения экспериментальных фактов авторы большинства работ берут за основу дельта-дырочную (Δ -h)-модель. В этой модели предполагается, что Δ -изобара входит в состав ядра наряду с нуклонами и взаимодействует с ними и пионами. В соответствии с этим в модели вводится полный гамильтониан ядра, включающий в себя гамильтонианы нуклона, Δ -изобары и свободных пионов, а также гамильтонианы πNN - и $\pi N\Delta$ -связи.

Возбуждение ядра в $(\Delta$ -h)-модели интерпретируется как появление дырки в одном из нуклонных состояний и Δ -изобары на одной из Δ -орбиталей ядра. Энергия $(\Delta$ -h)-возбуждения порядка 300 МэВ. Особенности распространения Δ -изобары в ядерной среде описываются эффективным комплексным оптическим потенциалом с привлечением остаточного взаимодействия в форме короткопробежных $(\Delta$ -h)-корреляций [206].

Функция отклика ядра зависит от параметров первичной и конечной частиц, их формфакторов, передаваемых энергии, импульса, спина, изоспина, механизма обмена (например, одномезонный для некоторых адронных или однофотонный для электромагнитных процессов), преимущественной взаимной ориентации передаваемого импульса \mathbf{q} и момента $\boldsymbol{\sigma}$, которая определяет характер взаимодействия (притяжение или слабое отталкивание) и др. Трудностью этого направления является неоднозначность выбора параметров модели.

Теоретические расчеты, опирающиеся на $(\Delta$ -h)-модель, достаточно хорошо объясняют качественную картину Δ -возбуждения ядра, однако они пока не могут претендовать на статус количественной теории. Но на это не могут претендовать и другие теоретические концепции.

Подытоживая обзор, можно сказать, что несмотря на значительное продвижение в изучении рассматриваемой проблемы все-таки осталось еще много неясностей как в результатах самих экспериментов, так и, в особенности, в их теоретической интерпретации. Для преодоления этих трудностей необходима новая более точная экспериментальная информация и новые подходы в теоретическом рассмотрении.

Общая направленность новых экспериментов должна быть, как нам кажется, ориентирована на все большую их

эксклюзивность, все больший диапазон передаваемых 4-импульсов, все более высокую статистическую точность и большую надежность выделения фоновых реакций. Предметом исследований должны быть ядра с различными A и N/Z , а частицами-снарядами — адроны (нуклоны, ядра и пионы), фотоны и электроны.

Перечислим некоторые конкретные эксперименты, которые желательно поставить в ближайшем будущем.

1. Эксклюзивные эксперименты по изучению Δ -возбуждения ядер монохроматическими γ -квантами с детектированием продуктов распада (девозбуждения) Δ -изобары и определением энергии возбуждения конечного ядра. Их можно было бы поставить на накопителях или ускорителях электронов высокой энергии [87, 88] с использованием универсальных детекторов заряженных частиц и γ -квантов (см., например, [30, 238]).

2. Исследование Δ -возбуждения ядер в процессах электропорождения при больших и различных Q^2 с целью проверки зависимости инвариантной массы ядерной Δ -изобары W от Q^2 , замеченной в работе [129].

3. Новые, более точные измерения фотопоглощения монохроматических γ -квантов ядрами в Δ -области с целью надежного определения положения и высоты Δ -пика и, в частности, получения ответа на вопрос о наличии или отсутствии Δ -сдвига в этом процессе.

4. Измерение фотопоглощения моноэнергетических γ -квантов в области более тяжелых, чем Δ -изобара, барионных резонансов с целью изучения массовой зависимости интенсивности возбуждения этих резонансов и, в частности, эффекта ослабления D_{13} -резонанса, замеченного в работах [132, 133, 135].

5. Исследование зависимости W от Q^2 в адронных процессах с регистрацией всех фоновых реакций, имитирующих сдвиг Δ -пика, и разных каналов девозбуждения Δ -изобары.

Для уточнения теоретических взглядов особенно полезными могут оказаться следующие эксперименты:

6. Продолжение экспериментов в эксклюзивной постановке по изучению процессов адронной перезарядки с целью уточнения обнаруженного в работах [160, 172] эффекта зависимости положения ядерного Δ -пика от канала девозбуждения Δ -изобары.

7. Продолжение исследования реакции $(^3\text{He}, \pi^+)$ с фиксацией энергии возбуждения конечного ядра с целью дальнейшего изучения обнаруженного в [174, 175] процесса рассеяния виртуальных пионов с преобразованием их в реальные и связи этого процесса с существованием ядерной пионной моды.

8. Продолжение исследований реакции $(t, ^3\text{He} \pi^-)$, начатых в работах [239, 240], с целью изучения возбуждения в ядрах мишени резонансов тяжелее Δ_{1232} .

9. Прецизионное изучение реакции (π^\pm, π^0) -перезарядки, впервые исследованной в работах [166, 167] с целью уточнения представлений о механизме возбуждения ядер в этих реакциях.

10. Измерение поляризационных характеристик реакции (p, n) -перезарядки на пучке поляризованных протонов с целью уточнения механизма реакции $^{12}\text{C}[d, 2p(^1S_0)]$, изученной в [168].

11. Продолжение экспериментов [157] по возбуждению ядерной Δ -изобары релятивистскими тяжелыми ионами с целью изучения A -зависимости, эффекта плотности и зеркальных реакций перезарядки.

12. Продолжение исследования сравнительной роли DEP- и DET-механизмов в реакциях типа $(^3\text{He}, t)$, $(^3\text{He}, ^3\text{He})$ и $(^4\text{He}, ^4\text{He})$ на протонах и нейтронах [183, 178] и в реакциях $(t, ^3\text{He})$ на протоне и ядрах [239, 240, 243].

Наконец, в качестве возможных экспериментов для исследования ядерной Δ -экзотики назовем:

13. Поиск 2Δ -состояний с помощью предложенной в [230] регистрации двух пионов от распада двух Δ -изобар и в работах [244, 245] по исследованию (d, d) -рассеяния с поляризованными дейтронами.

14. Поиск Δ -боллов предложенным в работе [231] методом регистрации π -мезонов с энергией 80–90 МэВ от распада узких резонансов при $E = 350$ МэВ и наблюдения резонансных γ -квантов от распада $\Delta \rightarrow N + \gamma$.

15. Исследование возможности существования коллективных возбуждений странных барионных резонансов методом наблюдения сдвига и уширения соответствующих пиков в полных сечениях рассеяния K^- -мезонов ядрами [232, 3].

В заключение мы хотим заметить, что в ложе развитой здесь точки зрения укладываются все известные нам экспериментальные факты и теоретические подходы, так что ни ноги, ни голова из него не высовываются. Но это не прокрустово ложе, так как мы ничего не отрубаем. Не исключено, однако, что со временем что-нибудь подрастет, но, как нам кажется, рост пойдетвширь, а не в длину, и описанная схема в основном останется справедливой. Если же будет не так, то в отличие от Прокруста придется идти другим путем, т.е. сломать ложе.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Ю.В. Гапонову, Ф.А. Гарееву, А.Б. Курепину, Ю.А. Ратису, Е.А. Строковскому, Н.С. Топильской и В.Н. Тихонову за многочисленные плодотворные обсуждения.

Список литературы

- Ahrens J *Nucl. Phys. A* **446** (2) 229 (1985)
- Gaarde C *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **41** 187 (1991)
- Строковский Е А, Гареев Ф А, Ратис Ю Л *ЭЧАЯ* **24** (3) 603 (1993)
- Бор Н *Избранные научные труды (сер. "Классики науки")*. Т. 2 (М.: Наука, 1971) с. 213
- Migdal A B *J. of Phys.* **8** 331 (1944)
- Беляев С Т, Зелевинский В Г *УФН* **147** (2) 210 (1985)
- Bohr O, Mottelson B, Pines D *Phys. Rev.* **110** 936 (1958)
- Belyaev S T *Kgl. Dann. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* **31** (11) 1959
- Соловьев В Г *Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер* (М.: Госатомиздат, 1963)
- Glauber R J, in *Lectures in Theoretical Physics V. 1* (N.Y.: Intern. Publ., 1959) p. 315
- Franco V, Glauber R J *Phys. Rev.* **142** 1195 (1966)
- Glauber R J, in *Proc. of the 2nd Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure in Rehovoth 1967* (Amsterdam: North Holland Publ. Company, 1967) p. 254
- Ландау Л Д *ЖЭТФ* **30** 1058 (1956); там же **32** 59 (1957)
- Галицкий В М, Мигдал А Б *ЖЭТФ* **34** 139 (1958)
- Мигдал А Б *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (М.: Наука, 1965)
- Гапонов Ю В, Лютоостанский Ю С *Письма в ЖЭТФ* **15** 173 (1972); там же **18** 130 (1973)
- Гапонов Ю В, Лютоостанский Ю С *ЯФ* **19** 62 (1974)
- Гапонов Ю В, Лютоостанский Ю С *ЭЧАЯ* **12** (6) 1324 (1981)
- Yukawa H *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.* **17** 48 (1935)
- Мигдал А Б *Фермионы и бозоны в сильных полях* (М.: Наука, 1978)
- Мигдал А Б *ЖЭТФ* **61** 2209 (1971); там же **63** 1993 (1972)
- Migdal A B *Nucl. Phys. A* **210** 421 (1973)
- Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **133** (3) 377 (1981)
- Бельков А А, Бунятов С А, Мухин К Н, Патаракин О О *Пион-пионное взаимодействие* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
- Борзов И Н и др. *ЭЧАЯ* **12** (4) 848 (1981)
- Cohen J, Eisenberg J M *Nucl. Phys. A* **395** 389 (1983)
- Краснов В А и др., в кн. *Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР: Тр. III Всес. семинара* (Звенигород, 23–27 апреля 1983 (М., 1984) с. 194

28. Bayukov Yu D, Efremenko Yu V et al., Preprint ИТЕР 4-91 (1991)
29. Курепин А Б и др. Препринт ИЯИ П-0484 (М., 1986)
30. Патаракин О О и др. Препринт ИЯИ-769/92 (М., 1992)
31. Skyrme T H R *Proc. Roy. Soc. A* **260** 127 (1961)
32. Skyrme T H R *Nucl. Phys.* **31** 556 (1962)
33. Skyrme T H R *Proc. Roy. Soc. A* **226** 521 (1954); *A* **230** 277 (1955)
34. Donoghue J F et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 747 (1984)
35. Николаев В А *ЭЧАЯ* **20** (2) 401 (1989)
36. Маханьков В Г, Рыбаков Ю П, Санюк В И *УФН* **162** (2) 1 (1992)
37. Hofstadter R *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **7** 231 (1957)
38. Feynman R P *Photon-Hadron Interactions* (Benjamin N.Y., 1972); Фейнман Р *Взаимодействие фотонов с адронами* (М.: Мир, 1975)
39. Gell-Mann M *Phys. Lett.* **8** 214 (1964)
40. Zweig G *CERN Report* 81821/TH401 (1964)
41. Abe F et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** (13) 1977 (1994)
42. Abachi S et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** (14) 2138 (1994)
43. Струминский Б В Препринт ОИЯИ Р-1939 (Дубна, 1965)
44. Боголюбов Н Н, Струминский Б В, Тавхелидзе А Н Препринт ОИЯИ Д-1968 (Дубна, 1965)
45. Боголюбов Н Н и др. Препринт ОИЯИ Д-2075 (Дубна, 1965)
46. Han M Y, Nambu Y *Phys. Rev. B* **139** 1006 (1965)
47. Miyamoto Y *Suppl. Prog. Theor. Phys.* (Numba Extra) **187** (1965)
48. Gross D, Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **30** 1343 (1973)
49. Politzer H D *Phys. Rev. Lett.* **3** 1346 (1973)
50. Fritzsch H, Gell-Mann M, Lentwiler H *Phys. Lett. B* **47** 365 (1973)
51. Bander M *Phys. Rep.* **75** 205 (1981)
52. Боголюбов Н Н и др. Препринт ОИЯИ Р-2141 (Дубна, 1965)
53. Chodos A et al. *Phys. Rev. D* **9** 3471 (1974)
54. Боголюбов П Н *ЭЧАЯ* **3** 144 (1972)
55. Боголюбов П Н, Дорохов А Е *ЭЧАЯ* **18** (5) 917 (1987)
56. Pho M, Goldhaber A S, Brown G E *Phys. Rev. Lett.* **51** 747 (1983)
57. Goldstone J, Jaffe A *Phys. Rev. Lett.* **51** 1518 (1983)
58. Wilson K G *Phys. Rev. D* **10** 2445 (1974)
59. Макеев Ю М *УФН* **143** 161 (1984)
60. Арбузов Б А *ЭЧАЯ* **19** (1) 6 (1988)
61. Logunov A A, Soloviev L D, Tavkhelidze A N *Phys. Lett. B* **24** 181 (1967)
62. Scifman M A, Vainstein A I, Zakharov V I *Nucl. Phys. B* **147** 385 (1979)
63. Ефимов Г В, Иванов М А *ЭЧАЯ* **20** (5) 1129 (1989)
64. Окунь Л Б *Физика элементарных частиц* 2-е изд. (М.: Наука, 1988)
65. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* 2-е изд. (М.: Наука, 1990)
66. Гапонов Ю В В кн. *Материалы XVIII зимней школы ЛИЯФ* (Л., 1983) с. 43
67. Гареев Ф А и др. *ЭЧАЯ* **19** 864 (1988)
68. Aubert J J et al. *Phys. Lett. B* **123** 275 (1983)
69. Bodek A et al., Preprint SLAC-PUB-3041 (1983)
70. Титов А И *ЯФ* **40** (7) 76 (1984)
71. Балдин А М *ЭЧАЯ* **8** 429 (1977)
72. Brown G E et al. *Nucl. Phys. A* **505** 823 (1989)
73. Ericson T, Weise W *Pions and Nucleis* (Oxford: Clarendon Press, 1988); Эриксон Т, Вайзе В *Пионы и ядра* (М.: Наука, 1991)
74. Дмитриев В Ф *ЯФ* **46** (3/9) 770 (1987)
75. Levinger J S *Phys. Rev.* **84** 43 (1951)
76. Levinger J S *Bull. Am. Phys. Soc.* **26** 13 (1951)
77. Levinger J S *Phys. Rev.* **97** 970 (1955)
78. Levinger J S *Phys. Lett. B* **82** 181 (1979)
79. Austern N *Phys. Rev.* **100** 1522 (1955)
80. Feld V *Nuovo Cimento Suppl.* **2** 145 (1955)
81. Недорезов В Г, Ранюк Ю Н *Фотоделение ядер за гигантским резонансом* (Киев: Наук. думка, 1989)
82. Rep. NPL Univ. Illinois, N19 (USA, 1980)
83. Crawford G I, in *Proc. the 2nd Workshop on Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate Energies* (Triest, 1985) (Singapore: World Scientific, 1985) p. 182
84. Argan P et al. *Rap. Saclay*, DPh N2162 (Saclay, 1984)
85. Arends J et al. *Phys. Lett. B* **98** (6) 423 (1981)
86. Antony I et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **301** 230 (1991)
87. *Research Program at CERN, in Report of 1987 Summer Study Group* (Newport News, 1987)
88. Беляев С Т и др., Препринт ИАЭ-5046/2 (М., 1990)
89. Беляев С Т и др., Препринт ИАЭ-5726/2 (М., 1994)
90. Арутюнян Ф Р, Гуманян В А *ЖЭТФ* **44** 2100 (1963)
91. Казаков А А и др., Препринт ИЯИ П-0329 (М., 1984)
92. Александров Б М и др. *Кр. сообщения по физике* **6** 53 (1989)
93. Schaerf C, in *Proc. 6 Sem. Electr. Int. of Nucley* (Moscow, 1984) (INR 1986) p. 243
94. Torn C K et al., Preprint BNL 42935 (Brookhaven, 1989)
95. Bocquet J P et al., in *Particles and Nuclei 13 Int. Conf.* (Perugia, Italy, June 1993); *Book of abstract* **2** 835 (1993)
96. Lepretre A et al. *Nucl. Phys. A* **367** (2) 237 (1981)
97. Chollet C et al. *Phys. Lett. B* **127** (5) 331 (1983)
98. Audit G et al., in *Abstract on the Conf. on Nucl. Phys. with Electromagnetic Probes* (Paris, 1985) (Cen. Saclay, 1985) p. 196
99. Veyssiere A et al. *Nucl. Phys. A* **199** (1) 45 (1973)
100. Ahrens J et al. *Phys. Lett. B* **146** (5) 303 (1984)
101. Ries H et al. *Phys. Lett. B* **139** (4) 254 (1984)
102. Ahrens J et al. *Nucl. Phys. A* **251** (3) 479 (1975)
103. Gurevich G M et al. *Nucl. Phys. A* **273** (2) 326 (1976)
104. Власенко В Г и др. *ЯФ* **23** (3) 504 (1976)
105. Лебедев А И и др. *ВАИТ Сер. физика* **1** (1) 33 (1978)
106. Baldwin G C, Klaiber G S *Phys. Rev.* **71** 3 (1947)
107. Ишханов Б С и др. *УФН* **160** (3) 57 (1990)
108. Barton M Q, Smith J H *Phys. Rev.* **95** 573 (1954)
109. Barton M Q, Smith J H *Phys. Rev.* **110** 1143 (1958)
110. Stein P C et al. *Phys. Rev.* **119** 348 (1960)
111. Garvey J et al. *Nucl. Phys.* **70** 241 (1965)
112. Smith I L et al. *Nucl. Phys. B* **1** 483 (1967)
113. Arends J et al. *Z. Phys. A* **298** 103 (1980)
114. Arends J et al. *Z. Phys. A* **305** 205 (1982)
115. Homma S et al. *Phys. Rev. Lett.* **45** 706 (1980)
116. Homma S et al. *Phys. Rev. C* **27** 31 (1983)
117. Kanazawa M et al. *Phys. Rev. C* **35** (5) 1828 (1987)
118. Baba K et al. *Nucl. Phys. A* **415** 462 (1984)
119. Arends J et al. *Nucl. Phys. A* **526** 479 (1991)
120. Arends J et al. *Nucl. Instr. Meth.* **201** 361 (1982)
121. O'Connell J S et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 1627 (1984)
122. O'Connell J S et al. *Phys. Rev. C* **35** 1063 (1987)
123. Baran D T et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 400 (1988)
124. Barreau P et al. *Nucl. Phys. A* **402** 515 (1983)
125. Maziani Z E et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 1233 (1985)
126. Sealock R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** (12) 1350 (1989)
127. Anderson R et al. *Nucl. Instr. Meth.* **66** 328 (1968)
128. Simon E G et al. *Nucl. Phys. A* **233** 381 (1980)
129. O'Connell J S, Sealock R M *Phys. Rev. C* **42** (6) 2290 (1990)
130. Ahrens J, Ferreira L S, Weise W *Nucl. Phys. A* **485** 621 (1988)
131. Frois B, in *Proc. Int. Conf. of Nucl. Phys. V. 2* (Florence, Aug. 29–Sept. 3 1983) p. 221
132. Frommhold Th et al., in *Particle and Nuclei, 13 Int. Conf.* (Perugia, Italy, June 28–July 2 1993) *Book of Abstract* **1** 425 (1993)
133. Frommhold Th et al. *Phys. Lett. B* **295** 28 (1992)
134. Bianchi N et al. *Phys. Lett. B* **299** 219 (1993)
135. Anhinolfi M et al., in *Proc. of Int. Nucl. Phys. Conf.* (Wiesbaden, 1992) Contribution 2.3.12.
136. Воробьев Г Г и др., в кн. *Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР: Тр. III Всес. семинара* (Звенигород, 23–27 апреля 1983) (М., 1984) с. 313
137. Ellegaard C et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 1745 (1983)
138. Аблеев В Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 35 (1984)
139. Аблеев В Г и др. *ЯФ* **46** 549 (1987)
140. Аблеев В Г и др. *ЯФ* **48** 27 (1988)
141. Аблеев В Г и др. *ПТЭ* **1** 33 (1983)
142. Аблеев В Г, Строковский Е А Докл. на 27 весенней школе ЦИЯИ АН ГДР в Хольхау по ядерной физик (Россендорф, апрель 1989)
143. Аблеев В Г Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук, ОИЯИ (Дубна, 1989)
144. Строковский Е А Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук, ОИЯИ (Дубна, 1991)
145. Glauber R J *Lectures Theor. Phys.* (N.Y.: Wiley-Intern. 1959); *Science* **1** 315 (1959)
146. Ситенко А Г *УФЖ* **4** 152 (1959)
147. Grorud E et al. *Nucl. Instr. Meth.* **188** 549 (1981)
148. Contardo D et al. *Phys. Lett. B* **168** (4) 331 (1986)
149. Ellegaard C et al. *Phys. Lett. B* **154** 110 (1985)
150. Riley P J et al. *Phys. Lett. B* **68** 217 (1977)
151. Bonner B E et al. *Phys. Rev. C* **18** 1418 (1978)
152. Батурин В Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **30** 86 (1979)
153. Елисеев С М и др. в кн., *Тр. VIII Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий ОИЯИ*, Д2-86-668 (Дубна, 1986) с. 308
154. Ableev V G et al., JINR E1-87-797 (Dubna, 1987)
155. Аблеев В Г и др., в кн. *Тр. IX Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ*, Д1-2-88-652 (Дубна, 1989)
156. Glass G et al. *Phys. Rev. D* **15** 36 (1977)
157. Bachelier D et al. *Phys. Lett. B* **172** 23 (1986)
158. Clausen B L et al. *Phys. Rev. C* **35** 1028 (1987)

159. Абрамов В В и др., в кн. *Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР: Тр. IV Всес. семинара* (М., 1986) с. 235
160. Chiba J et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** (15) 1982 (1991)
161. Батурич В Н и др. *ЯФ* **31** 396 (1980)
162. Батурич В Н и др., Препринт ЛИЯФ-483 (Гатчина, 1979)
163. Батурич В Н и др., Препринт ЛИЯФ-1322 (Гатчина, 1987)
164. Gareev F A et al., in *Proc. of the 6th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms* (Villa Monastero, Varenna, Italy, Milano, June 1991) p. 622
165. Gareev F A et al., JINR, E2-92-7 (Dubna, 1992)
166. Голубева М Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **51** 298 (1990)
167. Берлев А И и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **54** (1) 76 (1990)
168. Ellegaard C et al. *Phys. Lett. B* **231** 365 (1989)
169. Nagae T et al. *Phys. Lett. B* **191** 31 (1987)
170. Ishimaru K et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **237** 559 (1985)
171. Oset E, Chiino E, Toki H *Phys. Lett. B* **224** 249 (1989)
172. Hennino T et al. *Phys. Lett. B* **283** 42 (1992)
173. Alard J P et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **261** 379 (1987)
174. Rousteau S et al., in *Particles and Nuclei: 13th Int. Conf.* (Perugia, Italy, 28 June–2 July 1993); *Book of abstract* **2** 500 (1993)
175. Hennino T et al. *Phys. Lett. B* **303** 236 (1993)
176. Oltmanns P et al. *Phys. Lett. B* **299** 194 (1993)
177. Osterfeld F et al., in *Particles and Nuclei: 13th Int. Conf.* (Perugia, Italy, 28 June–2 July 1993); *Book of abstract* **2** 498 (1993)
178. Morsch H P et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** (9) 1336 (1992)
179. Fernandez de Cordoba P et al., in *Particles and Nuclei: 13th Int. Conf.* (Perugia, Italy, 28 June–2 July 1993); *Book of abstract* **2** 502 (1993)
180. Carrol A S et al. *Phys. Rev.* **14** 635 (1974)
181. Zeidman B et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 1316 (1978)
182. Faldt G, Lazard C, Lombard R *Phys. Rev. C* **36** 1037 (1987)
183. Fernandez de Cordoba P, Oset E *Nucl. Phys. A* **544** 793 (1992)
184. Ableev V G et al. *Phys. Lett. B* **264** 264 (1991)
185. Jackson J D *Nuovo Cimento* **34** 1644 (1964)
186. Hirata M et al. *Ann. Phys.*, N.Y., **120** 205 (1979)
187. Horikawa J, Thies M, Lenz F *Nucl. Phys. A* **345** 386 (1980)
188. Binon F et al. *Nucl. Phys. B* **17** 168 (1970); *B* **33** 421 (1971); *B* **40** 608 (E) (1972)
189. Wilkin C et al. *Nucl. Phys. B* **62** 61 (1973)
190. Kurepin A B *Nucl. Phys. A* **519** 395 (1990)
191. Дмитриев В Ф, Сузуки Т, в кн. *Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях: Тр. симпозиума* (Л., 23–25 апреля 1984) с. 301
192. Chanfray G, Ericson M *Phys. Lett. B* **141** 163 (1984)
193. Dmitriev V F, Suzuki T *Nucl. Phys. A* **438** 697 (1985)
194. Migdal A B *Rev. Mod. Phys.* **50** 107 (1978)
195. Ericson T E O, Hufner S *Phys. Rev. B* **33** 601 (1970)
196. Dover C B, Lemmer R H *Phys. Rev. C* **7** 2312 (1973)
197. Alberico W M, Ericson M, Molinari A *Phys. Lett. B* **92** 153 (1980)
198. Esbensen H, Toki H, Bertsch G F *Phys. Rev. C* **31** 1816 (1985)
199. Esbensen H, Lee T-S H *Phys. Rev. C* **32** 1966 (1985)
200. Delorme J, Guichon P A M, in *10th Biennale de Phys. Nucl.* (Aussais, March 6–10, 1989); Rapp Dph – N/Saclay No.2574 (Saclay, 1989) p. C. 4.1.
201. Guichon P A M, Delorme J, in *Proc. 5-e Journees d'Etudes Saturne* (Pirac, 1989) p. 53
202. Ericson M *Nucl. Phys. A* **518** 116 (1990)
203. O'Connell J S, Schroder B *Phys. Rev. C* **38** 2447 (1988)
204. Lightbody W, O'Connell Jr and J S *Comput. Phys.* **2** (3) 57 (1988)
205. Brown G E et al. *Phys. Lett. B* **118** 39 (1988)
206. Udagawa T, Hong S-W, Osterfeld F *Phys. Lett. B* **245** 1 (1990)
207. Hirata M et al. *Phys. Lett. B* **70** 281 (1977)
208. Cassapakis C G et al. *Phys. Lett. B* **63** 35 (1976)
209. Lind D A *Can. J. Phys.* **65** 637 (1987)
210. Jain B K *Phys. Rev. C* **32** 1253 (1985)
211. Santra A B, Jain B K *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **13** 745 (1987)
212. Jain B K, Santra A B *Nucl. Phys. A* **500** 681 (1989)
213. Jain B K, in *Proc. of the Int. Workshop "Pion in Nuclei"* (Peniscola, Spain, June 3–8, 1991) (Singapore, 1992) p. 406
214. Jain B K, Santra A B, in *Proc. of the Int. Workshop "Pion in Nuclei"* (Peniscola, Spain, June 3–8, 1991) (Singapore, 1992) p. 423
215. Gaarde C, Dmitriev V F, Sushov O P *Nucl. Phys. A* **459** 503 (1986)
216. Дмитриев В Ф Препринт ИЯФ СОАН 86-118 (Новосибирск, 1986)
217. Дмитриев В Ф Препринт ИЯФ СОАН 89-14 (Новосибирск, 1989)
218. Gaarde C *Nucl. Phys. A* **478** 475c (1988)
219. Gareev F A et al. Preprint JINR, E2-92-6 (Dubna, 1992)
220. Delorme J, Guichon P A M *Phys. Lett. B* **263** 157 (1991)
221. Bohr A, Mottelson B *Nuclear Structure. V.2. Nuclear Deformations* (N.Y., Amsterdam: Benjamin inc., 1974); Бор О, Моттelson Б *Структура атомного ядра. Т. 2. Деформация ядер* (М.: Мир, 1977)
222. Oset E, Weise W *Phys. Lett. B* **77** 159 (1978)
223. Oset E, Toki H, Weise W *Phys. Rep.* **83** 281 (1982)
224. Топильская Н С Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук (М., 1994)
225. Курепин А Б и др., Тез. докл. 42-го совещания "Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра" (Алма-Ата, 21–24 апреля 1992) с. 355
226. Krasnov V A et al. *Phys. Lett. B* **108** 11 (1982)
227. Julien J et al. *Phys. Lett. B* **142** 340 (1984)
228. Sanovillet G et al. Note CEA-N-2483 (Saclay, 1986)
229. Akimov Yu K et al. *JINR Rapid Comm.*, Dubna, **3** 11 (1989)
230. Kurepin A B, Oganesyan K O *JETP Lett.* **49** 693 (1989)
231. Ходель В А *ЯФ* **52** (5/11) 1355 (1990)
232. Lenz F *Ann. Phys.* **95** 348 (1975)
233. Bugg D V et al. *Phys. Rev.* **168** 1466 (1968)
234. Abrams R J et al. *Phys. Rev. D* **4** 3235 (1971)
235. Афанасьев В Н и др. *ЯФ* **47** 1656 (1988)
236. Bowen T et al. *Phys. Rev. D* **2** 2599 (1970)
237. Cool R L et al. *Phys. Rev. D* **1** 1887 (1970)
238. Мухин К Н, Патаракин О О Препринт ИАЭ 5276/2 (М., 1990)
239. Авраменко С А и др., в кн. Докл. на XII Межд. семинаре по проблемам физики высоких энергий "Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика" (Дубна, сентябрь 1994) Abstracts, с. 22
240. Avramenko S A et al. *JETP Lett.* **55** 707 (1992)
241. Fernandez de Cordoba P et al. *Phys. Lett. B* **319** 416 (1993)
242. Avramenko S A et al. *JINR Rapid Comm.* **6** (63) 5 (1993); Avramenko S A et al. *JINR Comm.* E1-94-311 (JINR, Dubna, 1994)
243. Oset E et al., in *Delta Excitation in Nuclei* W. S. (Singapore, 1994) p. 159
244. Hersman F W, in *Proc. of the Int. Conf. "Pions and Nucleon at the Intermediate Energies"* (Dubna, Russia, May 1994) W. S. (Singapore, 1994) p. 205
245. Stokovsky E A et al. Доклад на XII Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий "Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика" (Дубна, сентябрь 1994) Abstracts, p. 75

THE Δ -ISOBAR IN NUCLEI

K.N. Mukhin, O.O. Patarakin

Russian Research Center "Kurchatov Institute"

Institute of General and Nuclear Physics Kurchatov sq. 1, 123182 Moscow

Tel. (1-095) 196-76 63, Fax (7-095) 196-91 33, E-mail: patarak@nuc53.kiae.su

Experimental and elementary theoretical work relevant to the electromagnetic and hadron excitation of the Δ -isobar in nuclei is reviewed. The historical development of the notion of non-nucleon degrees of freedom, from the quasinucleon and the pion to quarks and gluons, is described, and the role of Δ excitations is discussed. Gamma, electron, proton, pion and ion beam methodologies and detector and target designs are discussed. Preliminary suggestions about γ , e , p , π excitation mechanisms are made. Problem areas that need more research are highlighted, and trends for the future and prospective experiments are discussed.

PACS numbers: **25.10.+s**, **24.30.Gd**, **29.90.+r**

Bibliography — 241 references

Received 15 August 1995, revised 9 March 1995