

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЯМЫХ  
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В СССР**

К середине 40-х годов появилось много экспериментальных данных о свойствах ядер и ядерных взаимодействиях, которые поколебали предложенную в 1936 г. Бором и безраздельно господствовавшую концепцию о том, что ядерная реакция протекает через стадию образования долгоживущего составного ядра, в котором энергия возбуждения (кинетическая энергия налетающей частицы плюс ее энергия связи) успевает распределиться между всеми нуклонами ядра.

Дальнейшее развитие экспериментальной (в частности, ускорительной) техники и накопление опытных данных привели к представлению о прямом механизме ядерной реакции как общем явлении, а не частном случае реакций срыва дейтрона, рассмотренном Оппенгеймером и Филлипсом в 1935 г. При прямом механизме налетающая частица взаимодействует с одним или несколькими нуклонами ядра в течение  $10^{-22} - 10^{-21}$  с, вследствие чего энергия и импульс передаются небольшому числу степеней свободы ядра и угловое распределение продуктов реакции зависит от величины переданного момента\*.

Прямые ядерные реакции открыли новую страницу в изучении структуры и свойств ядер. Возможность с их по-

мощью определять энергии, спины и четности ядерных уровней, в том числе связанных, изучать распределение ядерной материи, распределение нуклонов в ядре по импульсам, измерять деформации,  $g$ -факторы, электрические квадрупольные моменты и другие свойства как в основных, так и в возбужденных состояниях, стимулировали широкое развитие исследований прямых ядерных реакций во многих центрах. Большое значение имело исследование поляризации в прямых ядерных реакциях, позволившее оценить вклад в ядерные силы зависящих от спина взаимодействий.

Огромный вклад в развитие прямых ядерных реакций и их использование для исследования структуры и свойств ядер и свойств ядерных сил внесли советские ученые. Значимость этого вклада определяется не только и не столько большим размахом этих исследований, сколько тем, что многие из этих работ были пионерскими и основополагающими и существенно повлияли на ход развития этого раздела ядерной физики. Большой объем выполненных в СССР исследований заставил автора ограничиться рассмотрением реакции только под действием заряженных частиц.

Для более или менее полного освещения выполненных в Советском Союзе исследований автор обратился во все ведущие ядерные центры нашей страны с просьбой указать на выполненные в них наиболее интересные работы и пользуется случаем выразить сердечную благодарность всем, кто откликнулся на его

\* В случае так называемого потенциального рассеяния налетающая частица взаимодействует со всем ядром, однако внутренние степени свободы ядра при этом не затрагиваются.

просьбу. К сожалению, такие материалы поступили не от всех центров и о многих работах пришлось писать на основании публикаций. Это неизбежно привело к тому, что часть работ не попала в обзор, за что автор просит его извинить.

**Развитие теоретических исследований.** В конце 50-х годов в Советском Союзе начала интенсивно развиваться теория малонуклонных систем, теоретические методы которой стали широко применяться в различных задачах ядерной физики, в том числе и в теории прямых ядерных реакций. К. А. Тер-Мартirosян и Г. В. Скорняков [4] впервые решили задачу о свойствах трех нуклонов в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил. Л. Д. Фаддеев [2, 3] развил формальную теорию рассеяния и реакций в системе трех частиц и получил интегральные уравнения задачи трех тел, имеющие однозначное решение (в мировую науку они вошли под названием уравнений Фаддеева). Эти уравнения на случай произвольного числа частиц обобщил О. Я. Якубовский [4]. Из большого числа исследований свойств малонуклонных систем на основе полученных уравнений отметим работы А. Г. Ситенко и В. Ф. Харченко [5, 6], в которых впервые получено много важных физических результатов.

В. В. Комаров и А. М. Попова в рамках метода суммирования нерелятивистских диаграмм получили интегральные уравнения и использовали их для анализа многочастичных ядерных реакций [7—9].

В разработку точной теории легких ядер, с помощью которой были изучены и предсказаны различные свойства малонуклонных систем, большой вклад внесли А. Б. Мигдал, впервые рассмотревший вопросы взаимодействия частиц в конечном состоянии, А. И. Базь, В. И. Гольданский, Я. Б. Зельдович, Я. А. Сморodinский [10—16].

На основе полученных А. И. Базем [17] интегральных уравнений для решения квантовомеханической задачи трех тел в работе [18] показано, что в теоретическом методе, предложенном Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем [19] для задачи о развале дейтрона в куло-

новском поле ядра, трехчастичный аспект задачи учтен с хорошей точностью. В работах А. Г. Ситенко [20, 21] на базе этого метода развита теория реакции срыва ( $d, p$ ) и получены формулы для углового распределения протонов с учетом рассеяния дейтронной и протонной волн в поле ядра.

К. А. Тер-Мартirosян [22] развил теорию реакции ( $d, p$ ) на тяжелых ядрах. В этой работе он впервые применил метод искаженных волн при изучении ядерных реакций. Опираясь на результаты работы [22] и используя подход МИВ, В. П. Жмайло [23] впервые указал на роль взаимодействия нейтрона с ядром в реакции развала дейтрона тяжелыми ядрами. В работе [24] на основе метода Ландау — Лифшица [19] впервые без упрощающих предположений вычислены дифференциальные сечения расщепления дейтронов в кулоновском поле ядра и получено удовлетворительное согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными. В работах [25] теория Ландау — Лифшица [19] обобщена на случай реакции расщепления дейтронов тяжелыми ядрами с учетом взаимодействия нейтрона с ядром и структурных особенностей ядер. Развитый подход применялся для изучения взаимодействия дейтронов энергии  $E_d = 13,6$  МэВ с ядрами золота и изотопов свинца. Расчеты показали, что взаимодействие освобождающегося после развала нейтрона с ядром-мишенью существенным образом сказывается на угловых и энергетических распределениях продуктов реакции расщепления дейтронов тяжелыми ядрами.

Для описания прямых ядерных процессов широко используется оптическая модель ядерных взаимодействий. Многие работы советских физиков (А. Г. Ситенко, А. С. Давыдова, В. В. Владимирского, П. Э. Немировского, Е. В. Инопина и др.) посвящены разработке различных аспектов оптической модели. В работах [26, 27] рассмотрена изотопическая зависимость нуклонных оптических потенциалов и показано, что учет динамической поляризуемости дейтрона существенно влияет на характер углового распределения при удугом

рассеянии дейтронов; исследована реакция расщепления дейтрона, обусловленная прямым взаимодействием с ядром, на основе оптической модели с помощью метода искаженных волн. Изучению зависимости действительной части потенциала от энергии относительного движения нейтрона и ядра посвящены работы [28, 29]. В работах П. Э. Немировского [30, 31] предложена модель полупрозрачного ядра с размытым краем и исследовано влияние диффузности границы ядра на сечения упругого и неупругого рассеяния нуклонов на ядрах. В работе Н. С. Зеленской и др. [32] метод искаженных волн обобщен на случай реакций со сложными частицами. Эти работы вызваны интенсивным изучением в последнее время ядерных реакций с участием тяжелых ионов.

При высоких энергиях, когда длина волны относительного движения сталкивающихся частиц становится малой по сравнению с характерными размерами области взаимодействия, для изучения структуры атомных ядер широко применяется дифракционный метод исследования прямых ядерных процессов. Теория дифракционных явлений в ядерной физике начала развиваться в СССР в 40-х годах. А. И. Ахиезер и И. Я. Померанчук [33, 34] впервые исследовали дифракционное рассеяние заряженных частиц абсолютно поглощающими ядрами. Общие теоретические вопросы, связанные с дифракционным рассеянием, обсуждались в работах Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчука, Е. Л. Фейнберга. Неупругое дифракционное рассеяние частиц с возбуждением коллективных состояний в атомных ядрах впервые рассмотрели С. И. Дроздов [35] и Е. В. Инопин [36]. В 1955 г. независимо А. И. Ахиезер, А. Г. Ситенко [37, 38], Е. Л. Фейнберг [39] в Советском Союзе и Глаубер [40] в США теоретически предсказали своеобразное явление дифракционного расщепления дейтрона на нейтрон и протон при взаимодействии дейтронов с ядрами. В те же годы А. И. Ахиезер и А. Г. Ситенко развили последовательную теорию дифракционного взаимодействия дейтронов с ядрами, включая процессы рассеяния, рас-

щепления, полного поглощения и срыва дейтрона [41, 42]. В 1959 г. А. Г. Ситенко создал общую теорию дифракционных ядерных процессов с участием сложных частиц [43]. Независимо эту теорию развил в США Глаубер [44].

В последующие годы теоретическое описание дифракционных явлений в ядерной физике получило дальнейшее плодотворное развитие в трудах советских физиков А. И. Ахиезера, А. Г. Ситенко, Е. В. Инопина, Ю. А. Бережного, В. К. Тартаковского и др. Из большого цикла работ по этому вопросу отметим некоторые исследования, выполненные за последние годы. На основе теории неупругого дифракционного многократного рассеяния построены оптические потенциалы сложных частиц; в рамках дифракционного формализма изучено влияние кулоновского взаимодействия, внутренней структуры дейтрона и конечности радиуса действия ядерных сил, полупрозрачности ядер и диффузности их границы, продольной составляющей передаваемого импульса на различные интегральные и дифференциальные характеристики дифракционных процессов; исследованы поляризационные явления при дифракционном взаимодействии частиц с ядрами; развита теория дифракционного взаимодействия легких ядер, состоящих из двух кластеров со сравнительно слабой связью; с целью получения важных сведений о структуре ядер всесторонне изучено дифракционное рассеяние нуклонов на ядрах при высоких энергиях; развита теория дифракционного рассеяния на основе метода комплексных угловых моментов; исследована дифракция Френеля при рассеянии заряженных частиц на ядрах [45—52].

Существенный вклад в развитие теории ядерных реакций внес И. С. Шапиро, создавший в 1961 г. дисперсионную теорию прямых реакций [53—55]. Эта теория, стимулировавшая изучение ядерных реакций с участием сложных частиц, описывает все прямые процессы с единой точки зрения, предполагая, что в основе прямого процесса лежит взаимодействие налетающей частицы с виртуальной частицей ядра-мишени.

Дальнейшее развитие этот метод получил в работах Э. И. Долинского и др. [56, 57], в которых предполагалась преобладающая роль периферийных взаимодействий для простейших прямых ядерных реакций. Эта модель содержит значительно меньше параметров, чем метод искаженных волн.

Перспективное направление для развития теории прямых ядерных реакций разрабатывали В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, В. В. Балашов, В. И. Мамасахлисов, Т. И. Копалейшвили и др., внесшие значительный вклад в исследования нуклонных ассоциаций в ядрах [58]. Теория фрагментации нуклонов в ядрах, основанная на явлениях ассоциирования, позволила правильно объяснить ряд экспериментальных данных по структуре ядра и характеристикам ядерных реакций с участием составных частиц.

Советские физики-теоретики также широко исследовали прямые реакции, вызываемые электромагнитным взаимодействием — фотоядерные реакции и реакции под действием электронов. Исследование ядер с помощью  $\gamma$ -квантов и электронов является одним из эффективных методов изучения структуры ядра, так как электромагнитное взаимодействие  $\gamma$ -квантов и электронов с ядрами хорошо изучено. Кроме того, это взаимодействие по сравнению с нуклонами незначительно искажает структуру ядра. А. Б. Мигдал, Д. Ф. Зарецкий, М. Г. Урин, А. А. Лушников фоторасщепление ядер рассматривали на основе теории конечных ферми-систем [59—61].

В области фотоядерных реакций отметим интересные работы Ю. К. Хохлова, А. М. Балдина, В. В. Балашова, В. Г. Неудачина, В. Г. Шевченко, Ю. П. Юдина, В. И. Мамасахлисова, Т. И. Копалейшвили и др. [58].

Изучая упругое и неупругое рассеяние электронов на ядрах, можно извлекать ценную информацию о размерах ядер, распределении плотности заряда в ядрах и других величинах, определять многие характеристики ядра в возбужденном состоянии, получать сведения об импульсном распределении нуклонов в ядрах и т. д. В теоретическое

решение этих и других вопросов, связанных с изучением взаимодействия электронов с ядрами, большой вклад внесли А. Г. Сятенко, Е. В. Инопин, В. В. Балашов, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, В. К. Лукьянов и др. [62—68].

В связи с интенсивным развитием физики тяжелых ионов, которая открыла широкие перспективы изучения ядерных взаимодействий и строения ядерной материи, разрабатывается теория процессов взаимодействия между сложными ядрами (тяжелыми ионами).

В 1952 г. К. А. Тер-Мартirosян [68] впервые развил теорию процесса кулоновского возбуждения атомных ядер, показав, что сечение процесса возбуждения ядра электрическим полем налетающей тяжелой заряженной частицы связано с вероятностью электромагнитных переходов в ядрах. Работа К. А. Тер-Мартirosяна повлияла на дальнейшее развитие этого направления, стимулировав изучение возбужденных состояний ядер.

Теория столкновения тяжелых ионов успешно развивается В. М. Стругинским, В. М. Коломийцем и др.

**Экспериментальные исследования.** Благодаря малой энергии связи и большим размерам дейтрона в реакциях срыва с его участием наиболее отчетливо проявляются особенности и достоинства прямых взаимодействий. Этим можно объяснить большое количество исследований, посвященных изучению реакций срыва ( $d, p$ ).

В СССР первые работы по изучению реакций ( $d, p$ ) на легких ядрах выполнены в Радиовом институте (РИ) АН СССР (П. И. Лукирский, Ю. А. Немилев и др. [69]). Впоследствии по мере развития экспериментальной техники в ряде лабораторий начались интенсивные исследования прямых ядерных реакций, вызываемых дейтронами, протонами,  $\alpha$ -частицами и тяжелыми ионами.

В Институте физики (ИФ) АН УССР автор настоящей статьи разработал метод избирательной спектрометрии [70], который существенно расширил возможности экспериментов с регистрацией заряженных продуктов ядерных реакций. Проведенные в 50—60-е годы в ИФ АН УССР (О. Ф. Немец,

Н. И. Заика и др. [71]) измерения дифференциальных сечений реакций с участием дейтронов энергии 13,6 МэВ на большом числе ядер позволили выявить ряд отклонений последовательности уровней ядер от предсказаний оболочечной модели ядра и уточнить эту модель. На основе анализа величин спектроскопических факторов установлено, что в реакциях ( $d, p$ ) возбуждаются преимущественно одночастичные нейтронные состояния конечных ядер.

При изучении реакций  $^{149}\text{Sn} (d, p)$   $^{120}\text{Sn}$  и  $^{120}\text{Sn} (d, d')$   $^{120}\text{Sn}^*$  (одно и то же конечное ядро) установлено, что вероятность возбуждения одночастичных состояний в реакциях срыва в несколько раз превышает вероятность возбуждения коллективных уровней, а при неупругом рассеянии дейтронов вероятность возбуждения коллективных уровней значительно превышает вероятность возбуждения одночастичных. Таким образом, была установлена связь между типами реакций и природой возбуждаемых уровней [72].

В РИ АН СССР Ю. А. Немилев и В. Ф. Литвин [73] изучали реакции ( $d, p$ ) на разделенных изотопах с помощью магнитного анализатора, позволяющего проводить измерения одновременно под разными углами мульти-спектрографа. В Научно-исследовательском институте ядерной физики Московского государственного университета (НИИ ЯФ МГУ) при изучении реакций ( $d, p$ ) на легких и средних ядрах методом ядерных фотоэмульсий были определены характеристики основных и возбужденных состояний многих ядер (И. Б. Теплов и др. [74]).

Детально реакции ( $d, n$ ) исследованы в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) АН СССР (В. В. Окороков, В. М. Сережин, В. А. Смотряев и др. [75]). При этом установлено подобие нейтронных и протонных спектров в реакциях ( $d, n$ ) и ( $d, p$ ) на ядрах, имеющих одинаковые протонные и нейтронные оболочки.

Основным методом анализа экспериментальных угловых распределений была теория реакций срыва в плосковолновом приближении, а затем по мере

появления достаточно мощных ЭВМ — и метод искаженных волн.

Обширные исследования реакций подхвата одного или двух нуклонов ( $d, t$ ) и ( $d, \alpha$ ) выполнены в ИФ АН УССР (О. Ф. Немец и др. [76]), Институте атомной энергии (ИАЭ) им. И. В. Курчатова (А. А. Оглоблин и др. [77]), НИИ ЯФ МГУ (А. В. Тулинов и др. [78]). При этом получена ценная спектроскопическая информация для большого количества ядерных уровней. В частности, при детальном изучении реакций подхвата в ИАЭ им. И. В. Курчатова установлена их основная особенность — избирательное возбуждение дырочных состояний.

В 1955 г. на линейном ускорителе протонов при энергии 20, 5 МэВ А. П. Ключарев и др. [79] измерили угловые распределения реакций подхвата ( $p, \alpha$ ) на ряде атомных ядер. В ИЯФ АН УзССР с целью изучения применимости метода искаженных волн для анализа реакций ( $p, d$ ) были исследованы эти реакции на легких ядрах [80]. В ИАЭ им. И. В. Курчатова Н. А. Власов, А. А. Оглоблин, В. И. Чуев изучали реакции подхвата ( $p, t$ ) при энергии протонов 16 МэВ; на основе развитой И. С. Шапиро дисперсионной теории были исследованы механизмы прямых реакций, отличных от полюсных, и показано, что для ряда бинарных реакций механизм соответствует треугольным диаграммам (процесс выбивания). В указанном институте были также исследованы реакции ( $^3\text{He}, \alpha$ ) при энергии 18—36 МэВ на легких ядрах и установлено преобладание механизма подхвата нейтрона [81].

Реакции передачи с участием  $\alpha$ -частиц ( $\alpha, p$ ), ( $\alpha, d$ ), ( $\alpha, t$ ), ( $\alpha, ^3\text{He}$ ) изучались при энергиях около 30 МэВ в ИФ АН УССР, НИИ ЯФ МГУ, НИИ ЯФ Томского политехнического института, ИАЭ им. И. В. Курчатова [82], а при энергии около 50 МэВ — на изохронном циклотроне ИЯФ АН КазССР, где были исследованы высоковозбужденные состояния ядер, образующихся в реакциях много-нуклонной передачи, и установлено, что преобладающим механизмом является замещение налетающей  $\alpha$ -частицей двух- и трех-

нуклонного кластера. Здесь же впервые в СССР были начаты экспериментальные исследования механизма предравновесного распада ядер (Н. Т. Буртебаев, А. Д. Дуйсебаев, А. А. Оглоблин, И. Б. Теплов, А. В. Спасский и др. [83]).

В 60-годы в ИАЭ им. В. И. Курчатова были исследованы реакции передачи с пучками ионов лития  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  при энергии 24—36 МэВ (А. А. Оглоблин, В. Н. Рудаков, В. З. Гольберг и др. [84]). При этом была продемонстрирована высокая избирательность реакций ( ${}^6\text{Li}, d$ ), ( ${}^7\text{Li}, t$ ), ( ${}^6\text{Li}, \alpha$ ) для возбуждения  $\alpha$ -кластерных состояний конечных ядер и получена спектроскопическая информация о высоковозбужденных состояниях ряда легких ядер, имеющих выраженную  $\alpha$ -кластерную природу.

В ИФ АН УССР (позднее в ИЯИ АН УССР) при энергии дейтронов 13,6 МэВ и  $\alpha$ -частиц 27 МэВ в 70-е годы были выполнены эксперименты по изучению реакций передачи нескольких нуклонов: ( $d, {}^6\text{Li}$ ), ( $d, {}^7\text{Li}$ ), ( $\alpha^6, \text{Li}$ ), ( $\alpha, {}^7\text{Li}$ ), ( $\alpha, {}^9\text{Be}$ ), ( $\alpha, {}^{11}\text{B}$ ), ( $\alpha, {}^{12}\text{C}$ ) и т. д. на легких ядрах (О. Ф. Немец, В. Н. Добриков, А. Т. Рудчик и др. [85]). Теоретическая интерпретация этих результатов еще далека от определенности, однако несомненно, что в процессах такого рода проявляются кластерные аспекты ядерной структуры.

Интенсивно развивающимся направлением исследований в современной ядерной физике является физика взаимодействия тяжелых ионов с ядрами. Первое теоретическое рассмотрение возбуждения ядра кулоновским полем налетающего тяжелого иона выполнил К. А. Тер-Маргиросян. Этот метод затем использовался для изучения возбужденных состояний ядер. На циклотроне в Физико-техническом институте (ФТИ) им. А. Ф. Иоффе, модернизированном для ускорения тяжелых ионов  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Ne}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}$  с энергией 10—65 МэВ, методом кулоновского возбуждения определенны времена жизни низколежащих уровней большого числа четно-четных ядер. Установлено, что ядра в области  $A = 25$  характеризуются статической деформацией.

Дальнейшим развитием этих исследований было создание методики регистрации совпадений  $\gamma$ -квантов, испускаемых в процессе кулоновского возбуждения рассеянных тяжелых ионов, что позволило получить новые данные о высоковозбужденных состояниях легких и средних ядер, привело к обнаружению новых уровней (Д. Г. Алхазов, Д. С. Андриев, А. П. Гринберг, И. Х. Лемберг и др. [86]).

Вклад прямых процессов при столкновении тяжелых ионов возрастает с ростом энергии и массы бомбардирующего ядра. Прямые реакции с тяжелыми ионами отличаются большим многообразием. В таких реакциях угловые распределения имеют характерные максимумы при углах  $\theta_{\text{макс}}$ , соответствующих касательному соударению. В СССР экспериментальное изучение прямых реакций с тяжелыми ионами и проверка теоретических представлений о таких реакциях были начаты в 60-х годах в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) В. В. Волковым и др. [87]. Для ряда надбарьерных реакций одноуклонной передачи обнаружена дифракционная структура угловых распределений. Кроме того, был также обнаружен и широко исследован новый класс прямых ядерных реакций — глубокоупругие соударения с передачей больших групп нуклонов.

Прямые реакции с перераспределением частиц тесно связаны с процессами упругого рассеяния. Данные по упругому рассеянию во входном и выходном каналах необходимы и для анализа реакций с перераспределением частиц по методу искаженных волн. В области энергий, где ожидается преимущественное протекание ядерных реакций путем прямых механизмов, должно доминировать потенциальное упругое рассеяние. Основными методами теоретического описания экспериментальных данных в этом случае являются оптическая модель и дифракционная теория. Исследованию зависимости сечения упругого рассеяния от энергии, массового числа и структурных особенностей ядермишеней посвящены работы многих советских авторов.

В экспериментах на линейном ускорителе протонов в Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ) АН УССР в 1959—1960 гг. А. П. Ключарев и др. [88] при изучении упругого рассеяния протонов с энергией 5,4 МэВ на изотопах хрома, никеля, меди обнаружили изотопный эффект — резкое различие угловых распределений для соседних изотопов. Эти эксперименты были затем продолжены при энергии протонов около 7 МэВ на циклотроне в ИФ АН УССР (А. К. Вальтер, А. П. Ключарев, М. В. Пасечник, Н. Н. Пучеров и др. [89]). Обнаруженная изотопная зависимость была объяснена связью упругого канала с каналом реакции ( $p, n$ ) (подавление компаунд-рассеяния в случае ядер с низким ( $p, n$ )-порогом). Вопросы, связанные с выяснением механизма неупругого рассеяния протонов, изучались при энергии 6—7 МэВ в НИИ ЯФ МГУ (С. С. Васильев, Е. А. Романовский, Г. Ф. Тимушев и др. [90]), а также в ЛГУ (А. Е. Антропов, П. П. Зарубин и др.) и ИФ АН УССР (О. Ф. Немец, М. В. Пасечник, Н. Н. Пучеров и др.) [91].

Обширные исследования применимости оптической модели для описания данных по упругому и неупругому рассеянию составных частиц ( $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) ядрами и изучению зависимости параметров оптического потенциала от энергии и массового числа были предприняты в ИФ АН УССР и НИИ ЯФ Томского политехнического института (О. Ф. Немец, В. В. Токаревский, Л. С. Соколов, И. П. Чернов и др. [92]), ИЯФ АН КазССР (Ю. В. Гончар и др. [93]). Наряду с этим на основе сопоставления экспериментальных данных по рассеянию  $\alpha$ -частиц с расчетами Е. В. Инопина был сделан вывод о наличии ядерного дифракционного рассеяния фраунгоферовского и френелевского типов. Первые в СССР работы с ускоренными до энергии 36 МэВ ионами  $^3\text{He}$  выполнены в ИАЭ им. И. В. Курчатова (Н. И. Веников, Г. Н. Голованов и др. [94]). Измерения упругого и неупругого рассеяния  $^3\text{He}$  на большом числе ядер (К. П. Артемов, В. З. Гольдберг, В. Н. Рудаков и др.

[95]) также выявили дифракционный характер рассеяния.

Дифракционная теория неупругого рассеяния, развитая Е. В. Инопиным и др., была применена при анализе ряда экспериментальных данных по неупругому рассеянию составных частиц ( $d$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ), полученных в ИАЭ им. И. В. Курчатова, НИИ ЯФ МГУ, ИФ АН УССР, ИЯФ КазССР, что позволило получить сведения о размерах атомных ядер, параметрах деформации, спинах и четностях возбужденных состояний и т. д.

Один из интересных вопросов на пути понимания процесса упругого рассеяния сложных частиц — вопрос о природе аномалий в обратном рассеянии. Под аномальным рассеянием назад понимают большие и осциллирующие сечения при углах рассеяния  $130$ — $180^\circ$ . Большой вклад в изучение этой проблемы внесли работы, выполненные в НИИ ЯФ МГУ, НИИ ЯФ Томского политехнического института, ИАЭ им. И. В. Курчатова, ИФ АН УССР (И. Б. Теплов, А. А. Оглоблин, И. П. Чернов, О. Ф. Немец, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, А. В. Спасский и др. [96]). Наиболее отчетливо эффект аномального рассеяния проявляется в реакциях с участием  $\alpha$ -частиц на легких ядрах. Общим для рассеяния и реакций является уменьшение сечения обратного рассеяния с ростом массы ядра-мишени и с увеличением энергии бомбардирующих частиц. Из анализа этих работ следует вывод о том, что основной вклад в обратное рассеяние дают обменные процессы, обусловленные диссоциацией ядра-мишени. Возможной интерпретацией наблюдающихся в эксперименте особенностей рассеяния назад является предположение об образовании ядерных квазимолекул.

В целях дальнейшего исследования оптической модели были измерены полные сечения ядерных реакций, вызванных заряженными частицами (О. Ф. Немец, Л. И. Слюсаренко, В. В. Токаревский [97]); измеренные в 70-х годах полные сечения реакций под действием дейтронов с энергией 13,6 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 27,2 МэВ позволили сузить область непрерывной и дис-

кретной многозначности параметров оптического потенциала и установить корреляцию полного сечения реакций с формой поверхности ядер, распределением ядерной плотности и т. п.

Зависимость поверхности ядра (степени размытости края ядерной материи) от числа нейтронов сверх зашлющенной оболочки следует из опытов расщепления дейтронов с энергией 13,6 МэВ на изотопах никеля (О. Ф. Немец, М. В. Соколов, Б. Г. Стружко, В. М. Пугач [98]). Проведенные исследования зависимости сечения расщепления дейтронов от массового числа на изотопах свинца привели к выводу о необходимости учета взаимодействия нейтрона с ядром в конечном состоянии (В. И. Гранцев, О. Ф. Немец, М. В. Соколов и др. [99]). Систематические исследования реакции расщепления дейтронов на ядрах, выполненные в 60—70-х годах в ИФ АН УССР, а затем в ИЯИ АН УССР, дали возможность установить, что эта реакция при энергии дейтронов 13,6 МэВ может протекать посредством нескольких механизмов: кулоновского, дифракционного, последовательного.

Вообще экспериментальная идентификация механизмов реакций с вылетом трех частиц зачастую более определена, чем в случае бинарных реакций. Это связано с большим числом независимых кинематических переменных для трехчастичных реакций.

Первые эксперименты по расщеплению дейтронов нуклонами были выполнены в ИАЭ им И. В. Курчатова. В этих работах детально изучалось предсказанное в 1955 г. А. Б. Мигдалом явление взаимодействия в конечном состоянии пар нуклонов, образующихся при развале дейтронов (К. П. Артемов, Г. Ф. Богданов, Н. А. Власов, С. П. Калинин и др. [100]).

Расщепление дейтронов нейтронами с целью извлечения длины рассеяния нейтронов на нейтронах исследовалось в кинематически неполных экспериментах В. К. Войтовецкого, И. Л. Корсунского, А. Н. Прокофьева, Б. Г. Скороумова и др. [101]. Только в последние годы в ИЯИ АН УССР создана экспериментальная методика, позволяющая

проводить кинематически полные исследования этой реакции путем регистрации совпадений двух нейтронов (М. В. Соколов, Б. Г. Стружко, В. И. Гранцев, И. П. Дрягаченко [102]). Точное знание длины рассеяния нейтрона необходимо для решения проблемы нуклон-нуклонного взаимодействия в зависимости от зарядового состояния.

Принципиально новые возможности изучения свойств ядерных сил появились в 60-е годы в связи с разработкой теорий многочастичных систем и созданием техники многомерного анализа экспериментальных данных с использованием быстродействующих ЭВМ с большим объемом памяти. Кинематически полные опыты по исследованию реакций ( $\alpha$ ,  $2\alpha$ ), выполненные в НИИ ЯФ МГУ в 60-х годах на ядрах  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ , показали, что эти трехчастичные реакции даже при относительно низких энергиях (20—30 МэВ) с большой вероятностью протекают через стадию квазисвободного рассеяния, когда все три продукта возникают одновременно (В. К. Долинов, А. Ф. Тулинов и др. [103]).

Следует, однако, отметить, что вопрос о соотношении вкладов последовательных и квазисвободных процессов в реакциях ( $\alpha$ ,  $2\alpha$ ) при невысоких энергиях требует дальнейшего изучения, поскольку в ряде случаев наблюдалось большое расхождение результатов расчетов по модели квазисвободного рассеяния с экспериментальными данными. Исследование многочастичных реакций дает возможность получить сведения о структуре ядер, в частности о существовании кластеров, о взаимодействии падающих частиц с нуклонными ассоциациями в ядрах и т. п. В. В. Комаров, А. М. Попова, С. С. Васильев [104] на циклотроне в НИИ ЯФ МГУ исследовали реакции  ${}^{12}\text{C}(p, p'3\alpha)$ ,  ${}^{16}\text{O}(p, p'3\alpha)$ ,  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha'3\alpha)$ ,  ${}^{16}\text{O}(p, p'4\alpha)$  при энергиях по 30 МэВ. Анализ полученных данных до метода суммирования нерелятивистских диаграмм показал, что основным механизмом этих реакций является одновременный развал составных систем на нуклоны и  $\alpha$ -частицы, взаимодействующие в конечном состоянии.



Выяснению роли механизма прямых трехтельных распадов и последовательных каналов трехчастичных реакций посвящены работы, выполненные в ИЯИ АН УССР. Исследование реакций с тремя  $\alpha$ -частицами в конечном состоянии ( $^{11}\text{B} (p, 3\alpha)$ ,  $^{10}\text{B} (d, 3\alpha)$ ), а также реакции  $^7\text{Li} (d, n) 2\alpha$ ,  $^{19}\text{F} (d, 2\alpha)^{16}\text{O}$ ,  $^7\text{Li} (d, 2\alpha) n$ ,  $^9\text{Be} (d, 2\alpha) t$ ,  $^2\text{H} (\alpha, \alpha n) p$ ,  $^9\text{Be} (\alpha, 2\alpha) ^5\text{He}$  при энергиях до 27 МэВ показали, что основными механизмами протекания этих реакций является механизм последовательного распада с возбуждением на промежуточных этапах различных состояний в системах, образуемых парами конечных продуктов. Необычным фактом здесь было обнаружение новых (по сравнению с данными из бинарных реакций) каналов распада промежуточных систем или изменение ширины известных состояний, обнаружение заметного вклада процесса перерасеяния (О. Ф. Немец, В. М. Пугач, М. В. Соколов, В. Г. Стружко, В. А. Корнилов и др. [105]).

Большие возможности для исследования прямых ядерных реакций появились после запуска в Киеве в 1976 г. изохронного циклотрона У-240. В интервале энергий протонов 45—72 МэВ исследованы упругие и неупругие рассеяния, а также реакции  $(p, d)$ ,  $(p, t)$ ,  $(p, ^3\text{He})$ ,  $(p, \alpha)$ ,  $(p, ^6\text{He})$ ,  $p, ^{12}\text{C}$  на легких ядрах (О. Ф. Немец, Н. И. Заика, А. М. Ясногородский, М. В. Соколов, В. М. Пугач, В. Н. Добриков и др. (ИЯИ АН УССР), И. Я. Барит и др. (ИЯИ АН СССР), И. В. Теплов, А. В. Спасский, В. М. Лебедев и др. (НИИ ЯФ МГУ) [106]). До 1980 г. включительно эксперименты на этом ускорителе проводились с пучками протонов. В настоящее время на циклотроне У-240 проводятся также исследования с дейтронами и  $\alpha$ -частицами.

Упомянем некоторые работы, выполненные при высоких энергиях в Объединенном институте ядерных исследований по изучению прямых реакций и рассеяния на пучках протонов с энергиями в несколько сотен мегаэлектронвольт. В 1957 г. Г. А. Лексин впервые наблюдал адрон-ядерный процесс с высокой передачей импульса ядру как

целому — измерение упругого  $pd$ -рассеяния назад при энергии 660 МэВ. Впоследствии подобные исследования были выполнены при энергиях выше 500 МэВ для  $p^3\text{He}$ - и  $p^4\text{He}$ -рассеяния (В. И. Комаров и др.) и интерпретированы на основе обменных механизмов («тяжелый подхват») [107]. Были обнаружены процессы квазиупругого выбивания из легких ядер быстрых фрагментов  $^2,^3\text{H}$  и  $^3,^4\text{He}$  с энергиями выше 450 МэВ (впервые реакцию квазиупругого выбивания  $(p, p'd)$  при энергии 675 МэВ наблюдали в 1957 г. Л. С. Ажгирей и др. [108]), а также изучены реакции  $^6\text{Li} (p, nd)$ ,  $^6\text{Li} (p, pd)$ ,  $^{13}\text{C} (p, 3p)$  и исследованы эффекты ассоциирования нуклонов в ядрах [109].

**Поляризационные явления.** Информация, получаемая при изучении эффектов, связанных со спиновой поляризацией, охватывает практически все разделы ядерной физики — исследование принципов симметрии, деталей ядерного взаимодействия и в особенности его спиновой зависимости, механизмов ядерных реакций и структуры атомного ядра. Это относится как к области низких энергий, где преобладают резонансные процессы, так и к области более высоких энергий, где следует ожидать преимущественно процессы потенциального рассеяния и прямых ядерных реакций [110—112].

Изучение поляризационных эффектов является мощным средством идентификации механизмов ядерных реакций.

Со времени появления поляризационных экспериментов в начале 50-х годов значительный вклад в развитие фундаментальной теории поляризационных явлений, свободной от модельных предположений, внесли Я. А. Смородинский, Р. М. Рындин и др. [113]. В их работах дано определение наблюдаемых величин в реакциях передачи поляризации и корреляции спинов типа  $A (a, \vec{b}) \vec{B}$ ,  $A (\vec{a}, \vec{b}) B$ ,  $A (\vec{a}, b) \vec{B}$ ,  $A (\vec{a}, b) B$  и т. д. со спиновой структурой  $1/2 + 1/2 \rightarrow 1/2 + 1/2$ , рассмотрены ограничения, налагаемые на наблюдаемые величины принципами инвариантности ядерных взаимодействий и, по видимому, впервые решен вопрос

«о полном опыте», т. е. о минимальном числе наблюдаемых величин, измерение которых полностью восстанавливает матрицу рассеяния. В этих же работах была впервые поставлена задача выявления характера спиновой зависимости ядерных сил исходя из вида определенной в эксперименте матрицы рассеяния. Теорию поляризационных явлений в ядерных реакциях разрабатывали А. М. Балдин и М. И. Широков [114]. А. И. Базь указал на связь между анализирующей способностью реакции и поляризацией продуктов в обратной реакции [115].

И. И. Левинтов [116] в борновском приближении рассмотрел роль спин-орбитального члена в нуклон-ядерном оптическом потенциале, указал пределы применимости борновского приближения при различных энергиях и углах рассеяния и показал, что поляризация рассеянных частиц возникает только вследствие совместного влияния вещественного (комплексного) спин-орбитального и комплексного (вещественного) центрального взаимодействия.

О. Д. Чейшвили и Г. Р. Худишвили рассмотрели поляризацию частиц со спином  $s = 1$  [117], а Б. А. Якобсон и Р. М. Рындин впервые предложили реакцию со спиновой структурой  $1 + 0 \rightarrow 0 + 0$  в качестве первичного стандарта поляризации и анализирующей способности для частиц со спином  $s = 1$  [118].

В работах А. Г. Ситенко, Г. Л. Высоцкого, В. Ф. Харченко и др. [119] получила дальнейшее развитие оптическая модель ядерных реакций: был разработан формализм оптической модели упругого рассеяния для частиц со спинами  $s = 1/2$  и  $s = 1$  и выполнены на ЭВМ расчеты экспериментально наблюдаемых величин с учетом спин-орбитального, спин-спинового и тензорных потенциалов; в рамках метода искаженных волн рассмотрены поляризационные явления в реакциях с перераспределением частиц (однонуклонная передача) и вопросы извлечения информации о механизме взаимодействия и квантовых числах передаваемых частиц. Г. Л. Высоцкий и др. рассмотрели ядерные реакции, в кото-

рых возможна интерференция между прямыми и резонансными процессами; методами теории дифракционного рассеяния получили аналитические выражения для всех компонент поляризации дейтронов при рассеянии на ядрах [120]. Применение поляризационных исследований для идентификации полюсных и более сложных механизмов бинарных и трехчастичных ядерных реакций рассмотрено в работах В. М. Колыбасова и В. А. Хангуляна [121] на основе разработанной И. С. Шапиро дисперсионной теории ядерных реакций.

Достигнуты успехи и в развитии экспериментальной техники поляризационных исследований. В 1957 г. Е. К. Завойский [122] впервые предложил принцип получения пучков поляризованных ионов с использованием метастабильного  $2s$ -состояния квазидородных атомов; на основе этого принципа впоследствии в ряде лабораторий мира были построены источники поляризованных частиц, особенно удобные для установки на тацдемные ускорители.

В ОИЯИ Ф. Л. Шапиро и др. [123] методом динамической ориентации создали протонную и дейтериевую поляризованные мишени. Впоследствии с использованием эффективных рефрижераторов на основе растворения  $^3\text{H}$  в  $^4\text{He}$ , разработанных Б. С. Негановым и др. [124], были получены (В. П. Алфименков и др. [125]) поляризованные моноизотопные мишени ядер ряда парамагнитных атомов. А. Н. Гонин и др. в Физико-энергетическом институте [126] получили ориентированные ядра  $^{235}\text{U}$ . В ИФ УССР методом оптической накачки получена поляризованная мишень  $^3\text{He}$  (О. Ф. Немец, А. М. Ясногородский и др. [127]).

К числу первых в мире относятся источники поляризованных дейтронов, введенные в действие в ИАЭ им. И. В. Курчатова (Б. П. Адыяевич и др. [128]) и в ХФТИ АН УССР (Р. П. Слабоспицкий и др. [129]).

Описанные выше поляризованные мишени (кроме мишени  $^3\text{He}$ ) использовались, однако, исключительно в экспериментах с низкоэнергетическими нейтронами, а источники поляризованных

пионов были установлены на низкоэнергетические ускорители, и в последующие годы с их использованием были проведены исследования в области энергий, где доминируют резонансные процессы.

На более высокоэнергетических ускорителях, когда в ядерных взаимодействиях следует ожидать преобладания потенциального рассеяния и прямых механизмов ядерных реакций с перераспределением частиц, начиная с середины 50-х и до конца 60-х годов поляризационные исследования проводились главным образом с использованием метода двойного рассеяния, при котором поляризованные пучки получают в результате рассеяния или реакций.

Начиная с середины 50-х годов при энергиях выше пионного порога поляризационные исследования проводились в ОИЯИ. М. Г. Мещеряков и др. [130] изучали упругое и неупругое рассеяние поляризованных протонов с энергиями 565 и 635 МэВ атомными ядрами, Л. И. Сороко и др. [131] измерили анализирующую способность реакции  $\vec{p} + p \rightarrow d + \pi^+$  при энергиях 536, 616 и 654 МэВ, а также поляризацию в реакции  $p + p \rightarrow \vec{d} + \pi^+$  при энергиях 670 МэВ [132]. М. Г. Мещеряков и др. провели один из наиболее ранних экспериментов по тройному рассеянию, в котором измерялся параметр деполаризации  $D$  ( $90^\circ$ ) в протон-протонном рассеянии при энергии 635 МэВ, а затем и параметр вращения поляризации  $A$  ( $\theta$ ) и  $R$  ( $\theta$ ) [133].

В. П. Джелепов и др. выполнили измерения  $np$ -рассеяния при взаимодействии поляризованных протонов с мишенью  $D_2O$ , в частности измерили параметр деполаризации [134]. Эти результаты были использованы при фазовом анализе и восстановлении амплитуды  $NN$ -рассеяния, а также извлечении информации о спиновой зависимости нуклон-нуклонного взаимодействия в различных зарядовых состояниях. Впоследствии в ОИЯИ были впервые исследованы поляризационные эффекты в адрон-ядерном  $\vec{p}d$ -рассеянии назад и подтверждена доминирующая

роль промежуточного возбуждения нуклона в этом процессе [135]. Впервые была измерена анализирующая способность в квазиупругом рассеянии ( $\vec{p}$ ,  $2p$ ) и обнаружена ее зависимость от импульса остаточного ядра (В. С. Надеждин и др. [136]).

При энергиях до 7 МэВ в 60-х годах М. В. Пасечник, Н. Н. Пучеров и др. в ИФ АН УССР [137], а также Е. А. Романовский и др. в НИИ ЯФ МГУ [138] измерили поляризацию протонов при упругом и неупругом рассеянии и проанализировали в рамках оптической модели и дифракционной теории.

В области малонуклонных систем Н. А. Власов и др. в ИАЭ им. И. В. Курчатова изучили поляризацию быстрых нейтронов в реакциях  ${}^3\text{He}(p, \vec{n}){}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H}(d, \vec{n}){}^3\text{He}$  при энергии 11—19 МэВ, что позволило впоследствии использовать эти реакции в качестве источников быстрых поляризованных нейтронов [139]. В области ядер средней атомной массы реакции ( $d, \vec{n}$ ) изучали Н. Н. Левинтов и др. в ИТЭФ АН СССР при энергии дейтронов 11,7 МэВ [140]. Изучая реакцию  ${}^{12}\text{C}(d, \vec{n}){}^{13}\text{N}$  при энергии 12 МэВ, А. Ю. Немиллов и др. [141] обнаружили сходство поляризации нейтронов с поляризацией протонов в зарядово-симметричной реакции  ${}^{12}\text{C}(d, \vec{p}){}^{13}\text{C}$ .

Экспериментальное изучение поляризационных явлений в реакциях с дейтронами при энергии 12—13 МэВ и их теоретический анализ проводились в 1965—1970 гг. в ИФ АН УССР, а в последующие годы в ИЯИ АН УССР. М. В. Пасечник и др. измерили поляризацию протонов в реакциях ( $d, \vec{p}$ ) [142]. О. Ф. Немец, Н. И. Заика и др. также измерили поляризацию протонов в основном максимуме угловых распределений реакций ( $d, p$ ) с одинаковым орбитальным, но различными полными моментами передаваемого нейтрона, и в пределах точности эксперимента нашли подтверждение предсказаний метода искаженных волн относительно знаков и соотношения величин поляризации в таких переходах [143]. Кроме того, они

впервые измерили все компоненты поляризации дейтронов при рассеянии на углероде, векторную поляризацию дейтронов при упругом рассеянии на легких и средних ядрах и провели совместным анализом данных по дифференциальным сечениям и поляризации в рамках оптической модели, измерили векторные анализирующие способности ряда реакций ( $\vec{d}, p$ ), в том числе в областях малонуклонных систем на ядрах  ${}^2\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  [144], а также анализирующей способности реакции  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  с поляризованной мишенью (О. Ф. Немец, А. М. Ясногородский и др. [145]). В области малонуклонных систем обнаружены существенные отклонения от предсказаний обычных теорий дейтронного срыва с учетом спин-орбитального взаимодействия. Последующий теоретический анализ реакций в малонуклонных системах, проведенный без использования модельных предположений, показал, что на протекание  $dd$ -реакции влияют квазиэкстационарные состояния четырехнуклонной системы, расположенные при высоких энергиях возбуждения, а в реакции  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  происходит тензорное взаимодействие, связывающее каналы  ${}^3\text{He} + d$  и  ${}^4\text{He} + p$  (О. Ф. Немец, А. Н. Ясногородский и др.). Было установлено [146], что и при более высоких энергиях налетающих дейтронов, когда в  $dd$ -реакции доминирует прямой механизм, характер ее векторной анализирующей способности указывает на наличие тензорного взаимодействия и вклад примесных переходов с ненулевыми орбитальными моментами передаваемого нейтрона. Впервые в рамках метода искаженных волн О. Ф. Немец, А. М. Ясногородский и др. [147] рассмотрели поляризационные наблюдаемые величины в реакциях передачи двух и трех нуклонов ( $\vec{d}, \alpha$ ), ( $\alpha, \vec{p}$ ) и указали на важность поляризационных измерений как средства для получения спектроскопической информации в реакциях этого типа.

4. Якубовский О. А.— ЯФ, 1967, 5, вып. 6, с. 1312—1319.
5. Ситенко А. Г., Харченко В. Ф.— УФН, 1971, 103, вып. 3, с. 469—527.
6. Харченко В. Ф.— ЭЧАЯ, 1979, 10, вып. 4, с. 884—936.
7. Комаров В. В., Попова А. М.— ЖЭТФ, 1963, 45, вып. 2 (8), с. 214—227.
8. Комаров В. В., Попова А. М.— Nucl. Phys., 1964, 54, N 2, p. 278—294.
9. Комаров В. В., Попова А. М.— ЭЧАЯ, 1974, 5, вып. 4, с. 1075—1117.
10. Мигдал А. Б.— ЖЭТФ, 1956, 28, вып. 1, с. 3—12.
11. Базь А. И., Смородинский Я. А.— УФН, 1955, 55, вып. 2, с. 215—264.
12. Базь А. И., Демин В. Ф., Жуков М. В.— ЭЧАЯ, 1975, 6, вып. 2, с. 515—563.
13. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Череломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике.— М.: Наука, 1971.— 544 с.
14. Базь А. И., Гольдманский В. И., Зельдович Я. Б.— УФН, 1965, 85, вып. 3, с. 445—483.
15. Гольдманский В. И.— УФН, 1965, 87, вып. 2, с. 255—272.
16. Смородинский Я. А., Эфрос В. Д.— ЯФ, 1973, 17, вып. 1, с. 210—224.
17. Ваз А. Г.— Nucl. Phys., 1964, 51, N 1, p. 145—154.
18. Жмайло В. П.— ЯФ, 1966, 3, вып. 6, с. 1022—1031.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.— ЖЭТФ, 1948, 18, вып. 8, с. 750—758.
20. Ситенко А. Г.— ЖЭТФ, 1956, 31, вып. 4 (10), с. 636—641.
21. Ситенко А. Г.— УФН, 1959, 67, вып. 3, с. 377—444.
22. Тер-Мартirosян К. А.— ЖЭТФ, 1955, 29, с. 713—729.
23. Жмайло В. П.— ЯФ, 1970, 12, вып. 2, с. 293—301.
24. Евланов М. В., Немец О. Ф., Соколов М. В., Стружков Б. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, 37, № 7, с. 1527—1531.
25. Гранцев В. И., Дряпаченко И. П., Евланов М. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, 41, с. 156—164; УФЖ, 1977, 22, с. 238—242.
26. Ситенко А. Г., Левшин Е. Б.— ЯФ, 1967, 6, вып. 1, с. 62—65.
27. Левшин Е. Б.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, 30, № 2, с. 367—370.
28. Агранович В. М., Давыдов А. С.— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 6, с. 1429—1436.
29. Давыдов В. С. Теория атомного ядра.— М.: Физматгиз, 1958.— 612 с.
30. Немировский П. Э.— ЖЭТФ, 1946, 30, вып. 3, с. 551—559.
31. Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра.— М.: Атомиздат, 1960.— 302 с.
32. Зеленская Н. С., Теплоу И. Б.— ЭЧАЯ, 1979, 11, вып. 2, с. 342—410.
33. Akhiezer A. I., Pomerenchuk I.— J. Phys., USSR, 1945, 9, N 6, p. 471—476.
34. Ахиезер А. И., Померанчук И. Я. Некоторые вопросы теории ядра.— М.; Л.: Гостехиздат, 1950.— 416 с.

1. Скорняков Г. В., Тер-Мартirosян К. А.— ЖЭТФ, 1956, 31, вып. 5 (11), с. 775—790.
2. Фаддеев Л. Д.— ЖЭТФ, 1960, 39, с. 1459—1467.
3. Фаддеев Л. Д.— Тр. Мат. ин-та АН СССР, 1963, 69, с. 120.

35. Дроздов С. И.— ЖЭТФ, 1955, 28, вып. 6, с. 734—738.
36. Инопин Е. В.— ЖЭТФ, 1956, 30, вып. 1, с. 210—212.
37. Ахизер А. И., Ситенко А. Г.— Учен. зап. Харьк. ун-та, 1955, 64, с. 9—12.
38. Akhiezer A., Sitenko A.— Phys. Rev., 1957, 106, N 6, p. 1236—1246.
39. Файнберг Е. Л.— ЖЭТФ, 1955, 29, вып. 1 (7), с. 115—120.
40. Glauber R.— Phys. Rev., 1955, 99, N 5, p. 1515—1516.
41. Ахизер А. И., Ситенко А. Г.— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 4, с. 794—805.
42. Ахизер А. И., Ситенко А. Г.— ЖЭТФ, 1957, 33, вып. 4 (10), с. 1040—1042.
43. Ситенко А. Г.— УФЖ, 1959, 4, с. 152—163.
44. Glauber R. Lect in theor. Phys. Ed. W. Brittin et al. Intern. Publ. Inc., New York: 1959. Vol. 1, p. 315—414.
45. Ахизер А. И., Бережной Ю. А.— УФЖ, 1973, 18, № 8, с. 1278—1286.
46. Berezhnoy Yu. A., Soznik A. P.— Nucl. Phys. A, 1978, 308, p. 330—344.
47. Ситенко А. Г., Евланов М. В., Полозов А. Д.— Препринт/ИТФ-73-148 Р, Киев, 1973; УФЖ, 1974, 19, с. 1778—1789.
48. Sitenko A. G., Polosov A. D., Evlanov M. V. Phys. Lett. B, 1974, 50, N 2, p. 229—232.
49. Ситенко А. Г., Исмаилов Е., Тартаковский В. К.— ЯФ, 1967, 5, с. 573—582.
50. Ситенко А. Г.— ЭЧАЯ, 1973, 4, вып. 2, с. 546—584.
51. Инопин Е. В.— ЖЭТФ, 1965, 48, вып. 6, с. 1620—1624.
52. Инопин Е. В., Шебеко А. В.— ЯФ, 1970, 11, вып. 1, с. 140—150.
53. Шапиро И. С.— ЖЭТФ, 1961, 41, вып. 5 (11), с. 1616—1627.
54. Шапиро И. С.— УФН, 1961, 75, вып. 1, с. 61—100.
55. Шапиро И. С. Дисперсионная теория прямых ядерных реакций.— М.: Госатомиздат, 1963.
56. Борбей И., Долинский Э. И., Туровцев В. В.— ЯФ, 1968, 8, вып. 3, с. 492—506.
57. Долинский Е. И., Туровцев В. В.— ЯФ, 1969, 9, вып. 3, с. 515—527.
58. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах.— М.: Наука, 1969.— 414 с.
59. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства ядер.— М.: Наука, 1965.— 572 с.
60. Мигдал А. Б., Лушников А. А., Заруцкий Д. Ф.— Nucl. Phys., 1965, 66, N 1, p. 193—208.
61. Лушников А. А., Урин М. Г.— ЯФ, 1965, 1, вып. 3, с. 436—442.
62. Ситенко А. Г., Турьев В. Н.— ЖЭТФ, 1960, 39, вып. 6 (12), с. 1760—1765.
63. Ситенко А. Г., Пасичный А. А., Тартаковский В. К.— ЯФ, 1970, 12, вып. 6, с. 1208—1217.
64. Инопин Е. В., Тищенко Б. И.— ЖЭТФ, 1959, 37, вып. 5 (11), с. 1308—1318.
65. Мельник Ю. П., Инопин Е. В.— УФЖ, 1975, 20, № 12, с. 2032—2039.
66. Лукьянов В. К., Польш Ю. С.— ЭЧАЯ, 1974, 5, с. 955—1022.
67. Кудряков Ю. А., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, 30, № 2, с. 235—241.
68. Тер-Мартirosян К. А.— ЖЭТФ, 1952, 22, вып. 3, с. 284—296.
69. Лукирский П. И., Мецераков М. Г., Хренишна Т. И.— Докл. АН СССР, 1949, 55, с. 123—125.
- Немилов Ю. А., Гедеонов Л. И.— Докл. АН СССР, 1948, 63, с. 115—119.
- Немилов Ю. А., Фунштейн Б. Л.— Докл. АН СССР, 1949, 66, с. 609—614.
- Немилов Ю. А.— Докл. АН СССР, 1949, 66, с. 369—375.
70. Немец О. Ф.— В кн.: Тр. сессии АН УССР по мир. использ. атом. энергии. Киев: Изд-во АН УССР, 1958, с. 145—151.
71. Заика Н. И., Немец О. Ф.— УФЖ, 1959, 4, с. 519—525; ЖЭТФ, 1961, 40, с. 1019—1023; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1961, 25, с. 1308—1311.
- Заика Н. И., Немец О. Ф., Церинко М.— ЖЭТФ, 1960, 39, с. 3—5.
- Немец О. Ф., Токаревский В. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1961, 25, с. 1138—1143; ЖЭТФ, 1962, 42, с. 1481—1485.
- Немец О. Ф.— В кн.: Тр. Междунар. симпозиума по прямым реакциям, Падудя. М.: Атомиздат, 1963; УФЖ, 1963, 8, с. 505—515.
- Немец О. Ф., Пикар Ф., Слюсаренко Л. И., Токаревский В. В.— УФЖ, 1964, 9, с. 599—610.
- Годман Ю. В., Немец О. Ф.— ЖЭТФ, 1962, 42, с. 1013—1018.
- Немец О. Ф., Токаревский В. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1963, 27, с. 927—931.
- Заика Н. И., Немец О. Ф., Токаревский В. В.— ЖЭТФ, 1963, 44, с. 17—22.
72. Заика Н. И., Немец О. Ф., Токаревский В. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1964, 28, с. 1637—1641.
73. Немилов Ю. А., Литвин В. Ф.— ЖЭТФ, 1956, 30, с. 686—696.
- Немилов Ю. А., Жеребцова К. М., Фунштейн Б. Л.— ЖЭТФ, 1956, 30, с. 1013—1016.
- Алексеев Н. В., Жеребцова К. И., Литвин В. Ф., Немилов Ю. А.— ЖЭТФ, 1960, 39, с. 1508—1511.
- Жеребцова К. И., Литвин В. Ф., Немилов Ю. А.— ЖЭТФ, 1962, 43, с. 8—11.
74. Теплов И. Б.— ЖЭТФ, 1956, 31, с. 25—30.
- Теплов И. Б., Юрьев Б. А., Маркелов Т. Н.— ЖЭТФ, 1957, 32, с. 165—168.
- Теплов И. Б., Юрьев Б. А.— ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1313—1318.
- Сузаревский В. Г., Теплов И. Б.— ЖЭТФ, 1961, 41, с. 1842—1849.
75. Ожороков В. В., Серезжин В. М., Смотров В. А. и др.— ЯФ, 1966, 4, с. 975—983.

- Ожороков В. В., Бочин В. П., Романов В. С.— ЯФ, 1968, 8, с. 668—675.
76. Немец О. Ф., Рудчик А. Т.— УФЖ, 1967, 12, с. 390—395.  
Заика Н. И., Кибкало Ю. Ф., Мохнач А. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, 37, с. 1073—1080.
77. Власов Н. А., Оглоблин А. А.— ЖЭТФ, 1959, 37, с. 54—59.
78. Власов Н. А., Калинин С. П., Оглоблин А. А., Чувев В. И.— ЖЭТФ, 1959, 37, с. 1187—1198; 1960, 38, с. 280—285; 1960, 39, с. 1615—1618.  
Оглоблин А. А., Чувев В. И.— ЯФ, 1965, 2, с. 670—675.  
Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф.— ЯФ, 1965, 2, с. 64—69.  
Драгунов Ю. Д., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф.— ЯФ, 1966, 4, с. 314—321.  
Долинов В. К., Меликов Ю. В.— Вестн. Моск. ун-та, 1966, 2, с. 116—119.
79. Ключарев А. П., Кривец Г. Е., Руткевич Н. Я.— ЖЭТФ, 1963, 44, с. 1753—1760.
80. Гулямов М., Мазитов Б. С., Радюк Г. А. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, 41, с. 2214—2218.
81. Артёмов К. П., Гольдберг В. З., Рудаков В. П., Сериков И. Н.— ЯФ, 1968, 7, с. 500—515.
82. Стрюк Ю. С., Токаревский В. В.— ЯФ, 1972, 15, с. 1109—1115.  
Горпилич О. К., Стрюк Ю. С., Токаревский В. В., Щербин В. Н. Препринт/КИЯИ—76—37. Киев, 1976; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, 41, с. 2125—2128.  
Немец О. Ф., Рудчик А. Т., Усик В. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1964, 28, с. 1164—1168.  
Немец О. Ф., Рудчик А. Т.— УФЖ, 1967, 12, с. 390—393.  
Немец О. Ф., Остапенко А. А., Стрюк Ю. С., Токаревский В. В.— УФЖ, 1977, 22, с. 246—255.  
Горпилич О. К., Стрюк Ю. С., Токаревский В. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, 44, с. 2402—2405.  
Спаский А. В., Теплов И. Б., Фатеева Л. Н.— ЯФ, 1966, 3, с. 652—658; 1968, 7, с. 251—259.  
Власов Н. А., Калинин С. П., Оглоблин А. А., Чувев В. И.— ЖЭТФ, 1960, 39, с. 1468—1473.  
Теплов И. Б., Фатеева Л. Н.— ЖЭТФ, 1965, 48, с. 385—390.  
Теплов И. Б., Зеленская Н. С., Лебедев В. М., Спаский А. В.— ЭЧАЯ, 1976, 8, с. 769—775.  
Lebedev V. M., Spassky A. V., Teplov I. B. et al.— Nucl. Phys. A, 1978, 298, p. 206—216.  
Беляева Т. Л., Зеленская Н. С., Исмаил Л. З. и др.— ЯФ, 1981, 33, вып. 2, с. 294—303.
83. Буртебаев Н. Т., Виноградов А. А., Вонгай А. Д. и др.— Изв. АН КазССР, Сер. физ.-мат., 1975, № 2, с. 59—64.  
Буртебаев Н. Т., Вонгай А. Д., Глухов Ю. А. и др.— ЯФ, 1976, 24, с. 873—879.  
Дуйсебаев А. Д., Лаптев С. В., Спаский А. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, 39, № 10, с. 2168—2174.  
Дуйсебаев А. Д., Конашевич В. И., Сапрыкин Е. М. и др.— ЯФ, 1978, 27, с. 1156—1163.
84. Ядерные реакции с ионами лития (сборник препринтов).— М.: ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1969.
85. Гасс А. С., Горюнов О. Ю., Добриков В. Н. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, 38, № 4, с. 873—877.  
Горюнов О. Ю., Добриков В. Н., Немец О. Ф. и др.— ЯФ, 1975, 21, вып. 1, с. 3—7; УФЖ, 1975, 20, № 11, с. 1775—1780.  
Гасс А. С., Горюнов О. Ю., Добриков В. Н. и др.— ЯФ, 1980, 31, вып. 3, с. 574—579.  
Гасс А. С., Горюнов О. Ю., Добриков В. Н. и др.— УФЖ, 1980, 25, № 8, с. 1276—1280; 1981, 26, № 8, с. 1273—1277; ЯФ, 1981, 34, с. 306.  
Гасс А. С., Горюнов О. Ю., Добриков В. Н. и др.— ЯФ, 1980, 32, вып. 4 (10), с. 902—906.
86. Гринберг А. П., Лемберг И. Х.— ЖЭТФ, 1956, 30, с. 807—811.  
Алазов Д. Г., Андреев Д. С., Гальперин Л. К. и др.— В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 257—263.  
Андреев Д. С., Ерохина К. И., Лемберг И. Х.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1960, 24, с. 1470—1476.  
Васильев В. Д., Ерохина К. И., Лемберг И. Х.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1962, 26, с. 992—1006.  
Гангерский Ю. П., Исаков В. И., Лемберг И. Х.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1965, 29, с. 853—870.
87. Volkov V. V.— In: Proc. 3 Conf. react. between complex nuclei, Ed. by A. Ghiorso et al. Univ. Calif. press, Los Angeles, 1963; Доклад на Междунар. конф. по физике тяжелых ионов, Дубна, 1966; Phys. Rep., 1978, 44, p. 95—99.  
Артох А. Г., Волков В. В., Квецинская Т. К.— ЯФ, 1966, 4, p. 1165—1171.  
Volkov V. V., Wilczynski J.— Nucl. Phys. A, 1967, 92.
88. Ключарев А. П., Руткевич Н. Я.— ЖЭТФ, 1960, 38, с. 285—290.  
Руткевич Н. Я., Головня В. Я., Вальтер А. К., Ключарев А. П.— Докл. АН СССР, 1960, 130, № 5, с. 1008—1011.  
Ключарев А. П.— В кн.: Ядерн. реакции при малых и средних энергиях. М.: Изд-во АН СССР, 1962, с. 148—152.  
Volotin L. I., Klutsharev A. P., Revutskii E. I., Rutkevitch N. Ja.— In: Proc. Intern. Conf. Nucl. Structure. Kingston: Toronto; Amsterdam, 1960, p. 169—176.
89. Вальтер А. К., Залюбовский И. И., Ключарев А. П. и др.— ЖЭТФ, 1960, 38, с. 1419—1423.

90. *Васильев С. С., Романовский Е. А., Тимухин Г. Ф.* — ЖЭТФ, 1961, 41, с. 1040—1042; 1962, 42, с. 395—401; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1962, 26, с. 1143—1149, *Васильев С. С., Михалеса Т. Н., Чупрунов Д. Л.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1965, 29, с. 181—186; 1966, 30, с. 214—218.
91. *Антропов А. Е., Зарубин А. П., Орлов Б. И., Плавоко А. В.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, 30, с. 466—472. *Гриднев К. А., Зарубин П. П., Кудряшов В. И. и др.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, 32, с. 2023—2028. *Антропов А. Е., Гриднев К. А., Зарубин П. П. и др.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, 32, с. 2031—2037. *Немец О. Ф., Прокопец Г. А.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1960, 24, с. 869—873. *Пасечник М. В., Пучеров Н. Н., Чирко В. И.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1960, 24, с. 874—880. *Прокопенко В. С., Пучеров Н. Н.* — ЖЭТФ, 1963, 44, с. 148—152.
92. *Немец О. Ф., Рудчик А. Т., Соколов Л. С. и др.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1967, 31, с. 532—538. *Немец О. Ф., Соколов Л. С., Токаревский В. В., Чернов И. П.* — ЯФ, 1966, 3, вып. 6, с. 1048—1051; 4, вып. 2, с. 293—307. *Верещанин А. Н., Немец О. Ф., Соколов Л. С. и др.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, 32, с. 1956—1962.
93. *Гончар Ю. В., Желтоног К. С., Иванова Г. Н. и др.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, 32, с. 636—672.
94. *Веников Н. И., Голованов Г. Н., Кончев В. П. и др.* — АЭ, 1961, 11, вып. 3, с. 213—216.
95. *Артемов К. П., Гольдберг В. З., Исламов Б. И. и др.* — ЯФ, 1965, 1, вып. 6, с. 1019—1024. *Панкратов В. М., Сериков И. Н.* — ЖЭТФ, 1963, 44, с. 887—894.
96. *Гольдберг В. З., Гриднев К. А., Семенов В. М.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, 33, вып. 12, с. 2524—2530. *Базь А. И., Гольдберг В. З., Гриднев К. А., Семенов В. М.* — ЯФ, 1977, 25, № 4, с. 759—766. *Гриднев К. Г., Оглоблин А. А.* — ЭЧАЯ, 1975, 6; вып. 2, с. 393—394. *Зеленская Н. С., Тепло И. Б., Ющенко Т. А.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, 41, с. 1691—1698. *Антропов А. Е., Васильев С. И., Зарубин Б. Н., Орлов Б. Н.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, 38, с. 2175—2178. *Кузнецов Б. И., Овсянников Р. Е., Чернов И. П.* — ЯФ, 1972, 15, с. 673—675; 1973, 18; с. 950—953. *Чернов И. П., Кузнецов Б. И., Козырь В. В., Матусевич В. А.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, 38, с. 2530—2538. *Матусевич В. А., Чернов И. П., Козырь В. В.* — ЯФ, 1976, 23, с. 697—701. *Дмитрисса Г. А., Лебедев В. М., Матусевич В. А.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, 41, с. 143—146. *Гончар В. Г., Токаревский В. В.* — ЯФ, 1974, 20, с. 261—265; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, 40, № 10, с. 2194—2196. *Гончар В. Г., Токаревский В. В., Терещенский К. О.* — ЯФ, 1976, 23; с. 87—92.
97. *Немец О. Ф., Слюсаренко Л. И., Токаревский В. В.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969, 33, с. 1348—1354. *Дубарь Л. В., Немец О. Ф., Слюсаренко Л. И., Токаревский В. В.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1972, 36, с. 158—168. *Немец О. Ф., Слюсаренко Л. И., Токаревский В. В.* — ЭЧАЯ, 1975, 6, 827—891.
98. *Netets O. F., Pugach V. M., Sokolov M. V., Struzhko V. G.* — In: Intern. symp. nucl. structure. Dubna, 1968, p. 124—129. *Немец О. Ф., Пузач В. М., Соколов М. В., Стружко В. Г.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, 34, с. 1714—1720; УФЖ, 1971, 15, с. 403—411.
99. *Гранцев В. И., Дряпаченко И. П., Евланов М. В. и др.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, 41, с. 156—164; Препринт КИЯИ-76-20; Киев, 1976.
100. *Власов Н. А., Калинин С. П., Рыбаков Б. В., Сидоров В. А.* — ЖЭТФ, 1960, 38, с. 1733—1737.
101. *Войтовецкий В. К., Косунский И. Л., Пажин Ю. Ф.* — ЖЭТФ, 1964, 47, с. 1612—1616; Nucl. Phys., 1965, 69, p. 513—517. *Скородумов Б. Г., Гольдберг В. З.* — ЯФ, 1972, 15, вып. 3, с. 416—424. *Прокофьев А. Н., Шкляревский Г. М.* — ЯФ, 1970, 11, вып. 3, с. 567—577.
102. *Гранцев В. И., Дряпаченко И. П., Корнилов В. А. и др.* — Nucl. Instrum. and Meth., 1977, 141, p. 153—156.
103. *Бормот О. В., Долинов В. К., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф.* — ЯФ, 1966, 4, вып. 2, с. 316—324. *Долинов В. К.* — ЯФ, 1968, 8, вып. 1, с. 26—32.
104. *Васильев С. С., Комаров В. В., Попова А. М.* — ЖЭТФ, 1961, 41, с. 1757—1760; 1962, 43, с. 737—742; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1960, 24, с. 1149—1157. *Васильев С. С., Комаров В. В., Кошляев Г. В., Попова А. М.* — ЖЭТФ, 1959, 37, с. 1460—1461.
105. *Гранцев В. И., Дряпаченко И. П., Корнилов В. А., и др.* — Изв. АН УССР. Сер. физ., 1975, 39, с. 2117—2124; 1976, 40, с. 203—211. *Гранцев В. И., Дряпаченко И. П., Корнилов В. А. и др.* — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, 41, с. 147—154.
106. *Аушев В. Е., Заика Н. И., Пасечник М. В. и др.* — Препринт / КИЯИ-81, Киев, 1981.
107. *Лексин Г. А.* — ЖЭТФ, 1957, 32, с. 445—452. *Комаров В. И., Косарев Г. Е., Савченко О. В.* — ЯФ, 1970, 11, вып. 4, с. 711—724; 12, вып. 6, с. 1229—1236.

108. *Ажгирей Л. С., Взоров И. К., Зрелов В. П. и др.*— ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1185—1192.
109. *Albrecht D., Erö J., Fodor Z. et al.*— Nucl. Phys. A, 1979, 322, N 2, p. 512—522. *Albrecht D., Csatlós M.; Erö J. et al.*— Nucl. Phys. A, 1980, 338, N 2, p. 477—494.
110. *Комаров В. И., Косарев Г. Е., Мюллер Г. и др.*— ЯФ, 1980, 32, с. 1476—1490. *Немец О. Ф., Ясногородский А. М.*— ЭЧАЯ, 1981, 12, вып. 2, с. 424—491. *Немец О. Ф., Ясногородский А. М.* Поляризационные исследования в ядерной физике.— Киев: Наук. думка, 1980.— 352 с.
111. *Барит И. Я., Высоцкий Г. Л., Кривошустов М. И., Слабоспицкий Р. П.*— ЭЧАЯ, 1977, 8, вып. 6, с. 1290—1337.
112. *Алфименков В. П., Пикельнер Л. Б., Шаранов Г. И.*— ЭЧАЯ, 1980, 11, вып. 2, с. 441—453.
113. *Владимирский В. В., Смородинский Я. А.*— Докл. СССР, 1955, 104, № 5, с. 743—746. *Пузиков Л., Рындин Р., Смородинский Я.*— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 3, с. 592—600. *Рындин Р. М., Смородинский Я. А.*— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 6, с. 1584—1585. *Биленький С. М., Липидус А. И., Пузиков Л. Д., Рындин Р. М.*— ЖЭТФ, 1958, 35, вып. 4, с. 959—961.
114. *Балдин А. М., Широков М. И.*— ЖЭТФ, 1956, 30, вып. 3, с. 784—785. *Широков М. И.*— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 6, с. 1022—1053. *Широков М. И.*— ЖЭТФ, 1957, 33, вып. 4, с. 975—981.
115. *Базь А. И.*— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 3, с. 628—630.
116. *Левинтов И. И.*— Докл. АН СССР, 1956, 107, № 2, с. 204—208; ЖЭТФ, 1956, 30, вып. 5, с. 987—989.
117. *Чейшвили О. Д.*— ЖЭТФ, 1956, 30, вып. 6, с. 1147—1148; 1957, 32, вып. 6, с. 1240—1242. *Хуцишвили Г. Р., Чейшвили О. Д.*— ЖЭТФ, 1958, 35, вып. 5, с. 1226—1231.
118. *Jacobson V. A., Ryndin R. M.*— Nucl. Phys., 1961, 24, N 3, p. 505—509.
119. *Высоцкий Г. Л., Ситенко А. Г.*— ЖЭТФ, 1959, 36, вып. 4, с. 1143—1153. *Харченко В. Ф.*— УФЖ, 1963, 8, № 1, с. 11—16. *Левшин Е. Б., Харченко В. Ф.*— УФЖ, 1965, 10, № 9, с. 938—951. *Харченко В. Ф., Чеснокова В. Д.*— УФЖ, 1969, 14, № 4, с. 651—657.
120. *Высоцкий Г. Л., Чегорян М. А.*— УФЖ, 1967, 12, № 12, с. 2071—2073. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1970, 34, № 1, с. 147—152. *Высоцкий Г. Л., Созник А. П., Чегорян М. А.*— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, 37, № 8, с. 1742—1744.
121. *Хангулян В. А., Колюбасов В. М.*— ЯФ, 1970, 12, вып. 4, с. 732—745. *Колюбасов В. М.* Общие свойства матрицы рассеяния и поляризационные эффекты в прямых ядерных реакциях.— М.: МИФИ, 1971. *Хангулян В. А.*— ЯФ, 1976, 24, вып. 5, с. 1071—1075.
122. *Завойский Е. К.*— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 4, с. 731—735.
123. *Shapiro F. L.* Polarized targets and ion sources. CERN Saclay, 1966, p. 337—356. *Луциков В. И., Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л.*— ЯФ, 1969, 10, вып. 6, с. 1178—1194. *Alfimenkov V. P. et al.*— Phys. Lett. B, 1967, 24, N 3, p. 151—155.
124. *Неганов Б. С., Борисов Н., Либура М.*— ЖЭТФ, 1966, 50, вып. 6, с. 1445—1457. *Неганов Б. С.* Препринт/ОИЯИ P13—4014, 1968.
125. *Алфименков В. П., Акоюн Г. Г., Вагов В. А. и др.*— ЯФ, 1977, 25, вып. 5, с. 930—937. *Акоюн Г. Г., Алфименко В. П., Везубицки Я. и др.*— ЯФ, 1977, вып. 5, с. 942—946.
126. *Гонин Н. Н., Горюнов В. К., Козловский Л. К. и др.*— ЯФ, 1975, 22, вып. 4, с. 692—699.
127. *Заика Н. И., Немец О. Ф., Пасловец Г. П. и др.*— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1972, 36, № 1, с. 155—157.
128. *Адьясевич Б. П., Антоненко В. Г., Полупин Ю. П., Фоженко Д. Е.*— АЭ, 1964, 17, вып. 1, с. 17—22.
129. *Слабоспицкий Р. П., Карнауков И. М., Киселев И. Е., Тарапов А. Я.*— АЭ, 1966, 21, вып. 2, с. 131—132.
130. *Мещеряков М. Г., Нуружес С. Б., Столетов Г. Д.*— ЖЭТФ, 1956, 31, вып. 3, с. 361—370; 1957, 33, вып. 1, с. 37—43.
131. *Акимов Ю. К., Савченко О. В., Сороко Л. М.*— ЖЭТФ, 1958, 35, вып. 1, с. 89—96.
132. *Акимов Ю. К., Марши К. С., Савченко О. В., Сороко Л. М.*— ЖЭТФ, 1959, 37, вып. 1, с. 46—53.
133. *Кумекин Ю. П., Мещеряков М. Г., Нурушев С. Б., Столетов Г. Д.*— ЖЭТФ, 1958, 35, вып. 6, с. 1398—1401; 1960, 38, вып. 5, с. 1451—1455; 1962, 43, вып. 5, с. 1665—1671; 1964, 46, вып. 1, с. 50—58.
134. *Джелепов В. П., Головин Б. М., Камышев Ю. В. и др.*— Proc. ann. Intern. conf. high energy phys. Geneva, CERN, 1958, p. 303—305. *Джелепов В. П., Головин Б. М., Надеждин В. С., Сатаров В. И.*— В кн.: XII Междунар. конф. по физике высоких энергий. Дубна, 1964, с. 11—12.
135. *Мурмазаев Х., Надеждин В. С., Сатаров В. И.*— Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, вып. 6, с. 336—338.
136. *Надеждин В. С., Петров Н. П., Сатаров В. И.*— ЯФ, 1978, 27, вып. 5, с. 1164—1166.



137. Пасечник М. В., Пучеров Н. Н., Орленко Б. Ф. и др.— ЖЭТФ, 1960, 39, вып. 4, с. 915-916.  
Кашуба И. Е., Козин Б. Д., Пасечник М. В. и др.— ЯФ, 1966, 3, вып. 5, с. 842-847.  
Пучеров Н. Н., Прокопенко В. С., Клименко А. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, 34, № 1, с. 122-127.
138. Гранча И., Романовский Е. А., Тимущев Г. Ф.— Вестн. Моск. ун-та, 1964, 4, с. 87.
139. Артемов К. П., Алексеев Н. В., Арифханов У. Р. и др.— ЖЭТФ, 1959, 37, вып. 5, с. 1183-1186.  
Алексеев Н. В., Арифханов Х. Р., Власов Н. А. и др.— ЖЭТФ, 1964, 45, вып. 6, с. 1416-1424; 47, вып. 8, с. 433.
140. Левинтов И. И., Окороков В. В., Сережин В. М.— ЯФ, 1968, 8, вып. 1, с. 14-25.
141. Бабенко Н. П., Бибишев Б. А., Константинов И. О. и др.— ЯФ, 1965, 1, вып. 3, с. 452-455.
142. Пасечник М. В., Салтыков Л. С., Тамбовцев Д. И.— In: Intern. Conf. direct interactions, Padua, 1962, vol. 1, p. 665-667; Compt. Rendu du Congr. Int. de Phys. Nucl., Paris, 1964, p. 911-913.
143. Гофман Ю. В., Заика Н. И., Мознач А. В.— ЯФ, 1967, 5, вып. 4, с. 718-724.
144. Заика Н. И., Кибкало Ю. В., Мознач А. В. и др.— ЯФ, 1968, 4, вып. 4, с. 754-758.  
Заика Н. И., Мознач А. В., Шмарин П. Л., Ясногородский А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, 32, № 2, с. 257-261.  
Заика Н. И., Кибкало Ю. В., Левшин Е. Б. и др.— ЯФ, 1971, 13, вып. 5, с. 928-934.  
Заика Н. И., Кибкало Ю. В., Немец О. Ф. и др.— УФЖ, 1974, 19, № 6, с. 926-930.
145. Немец О. Ф., Ясногородский А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, 38, № 4, с. 741-745.  
Немец О. Ф., Рудчик А. Т., Ясногородский А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, 38, № 4, с. 746-751.  
Ясногородский А. М.— Phys. Lett. B, 1975, 58, № 2, p. 139-141; Препринт/КИЯИ 75-20, 1975.
146. Ясногородский А. М.— In: Polarization phenomena in Nucl. Phys.— 1980/Ed. G. G. Ohlsen.— AIP Conf. Proc., № 69, ЯФ, p. 1484-1486; 1981, № 33, вып. 3, с. 692-698.
147. Немец О. Ф., Стрюк Ю. С., Ясногородский А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, 40, № 1, с. 167-172; Proc. Fourth Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nucl. Reactions. Gruebler Eds. W. König V.— Basel und Stuttgart: Birkhäuser, 1976, p. 689-690.

**АТОМНОЕ ЯДРО  
И РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Изучение атомного ядра с помощью реакций с заряженными частицами дает возможность получать обширную информацию о свойствах возбужденных состояний ядра, знание которых необходимо для выяснения природы ядерных сил. В 1932 г. Кокрофт и Уолтон впервые наблюдали ядерную реакцию  ${}^7_3\text{Li} + p \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$  с помощью искусственно ускоренных частиц. В этом же году К. Д. Синельников, А. И. Лейпунский, А. К. Вальтер, Г. Д. Латышев, в ХФТИ осуществили указанную реакцию с помощью протонов, ускоренных до энергий 350—400 кэВ. За прошедшие 50 лет ядерные реакции нашли широкое применение в науке и технике.

Реакции радиационного захвата (РЗ) заряженных частиц, т. е. реакции, где в выходном канале наблюдается электромагнитное излучение, занимают важное место в ряду ядерных реакций различного типа. С точки зрения современных знаний РЗ наиболее понятен, поскольку можно считать, что свойства электромагнитного взаимодействия известны достаточно хорошо, особенно по сравнению с ядерным взаимодействием. Изучение РЗ проводится в широком диапазоне энергий (300 кэВ — 50 МэВ), что позволяет получать информацию о структуре ядра и механизме протекания реакции.

Радиационный захват заряженных частиц дополняет исследование РЗ нейтронов, что дает возможность получать сведения о других конечных ядрах. По сравнению с реакциями  $(n, \gamma)$  РЗ заря-

женных частиц имеет более широкие возможности, поскольку РЗ нейтронов, как правило, ограничен областью тепловых энергий. Исследования реакций  $(n, \gamma)$  при более высоких энергиях затруднены. Возможность создания монохроматических пучков заряженных частиц, плавная регулировка их энергии, использование тонких ядерных мишеней и т. п. делают исследование РЗ заряженных частиц удобным и точным инструментом в ядерной физике.

Наибольшее развитие получили работы, связанные с исследованиями резонансов, в частности реакций типа  $(p', \gamma)$  и  $(\alpha, \gamma)$ , хотя не менее ценную информацию можно получить при изучении процесса прямого захвата заряженных частиц. Впервые резонансы в реакции РЗ протонов с высоким энергетическим разрешением наблюдал Танген [1] в 1946 г., а в 1947 г. реакцию РЗ протонов ядрами кремния наблюдал С. П. Цытко. С этого времени по его инициативе в ХФТИ были начаты систематические исследования реакций  $(p, \gamma)$  на легких ядрах.

В предположении изолированности резонанса РЗ дает возможность получать надежную модельно-независимую экспериментальную информацию о структуре и квантовых характеристиках возбужденных состояний ядер. В настоящее время накоплен обширный банк данных, полученных из реакций РЗ, который применяется в теории и на практике.

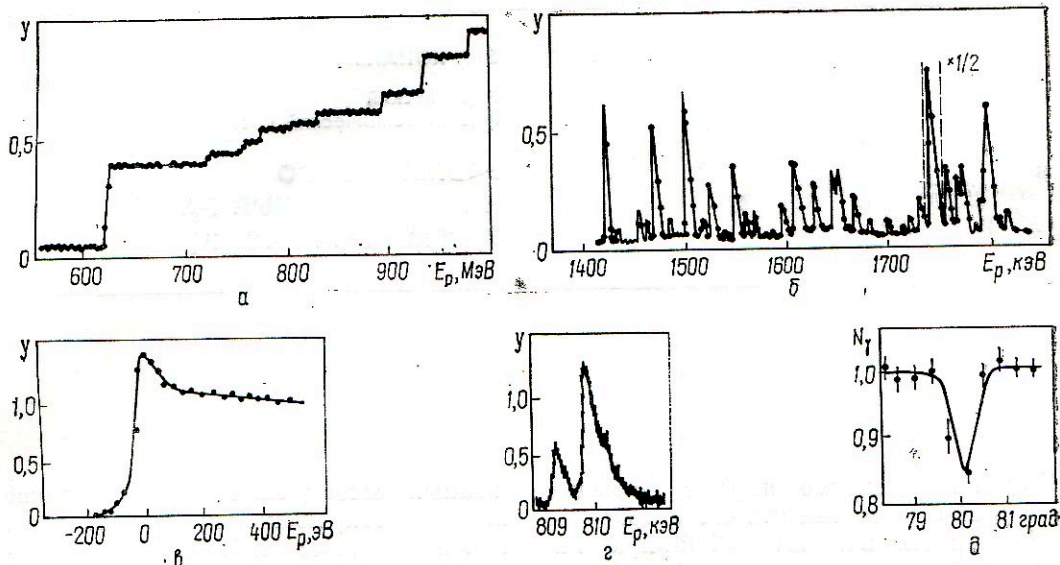


Рис. 1. Выход  $\gamma$ -лучей из реакций РЗ протонов:

*a* — функция возбуждения на толстой мишени реакции  $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$  [2]; *б* — функция возбуждения на тонкой мишени реакции  $^{36}\text{S}(p, \gamma)^{37}\text{Cl}$  [4]; *в* — экспериментальная кривая выхода на толстой мишени реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  при  $E_p = 774$  кэВ [3]; *г* — функция возбуждения реакции  $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$ , измеренная с высоким разрешением для резонансов  $E_p = 809,24 \pm 0,05$  и  $809,94 \pm 0,05$  кэВ [5]; *д* — кривая резонансного поглощения в  $^{27}\text{Al}$   $\gamma$ -лучей с энергией 10163 кэВ из реакции  $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$  при  $E_p = 1966$  кэВ [6].

**Методические вопросы исследования реакций РЗ заряженных частиц.** Непременным условием развития исследований резонансных реакций РЗ заряженных частиц является наличие ускорителя, обеспечивающего высокую монохроматичность и стабильность по энергии ускоренного пучка, а также возможность плавной регулировки энергии. Этим требованиям удовлетворяют электростатические ускорители, на которых достигается разрешение 300 эВ, а с помощью специальных устройств можно получить разрешение лучше 10 эВ. Зависимость выхода  $\gamma$ -лучей от энергии налетающей частицы при взаимодействии с ядрами мишени, так называемая функция возбуждения, является первым шагом в изучении резонансных реакций, что дает возможность определять энергии наблюдаемых резонансов, сечение реакции и экспериментальные ширины резонансов. Если на толстой мишени разрешение отдельных резонансов (помимо собственной ширины резонансного состояния) определяется монохроматичностью пучка, то на разрешенные резонансы, измеренных на данной мишени, влияет толщина ми-

шени. В настоящее время известны ядерные мишени толщиной 15 атомных слоев. Большой вклад в развитие техники и методов исследования реакций  $(p, \gamma)$  в ХФТИ внесли Ю. П. Антупьев, А. Н. Львов, Е. Г. Копанец. Примеры функций возбуждения показаны на рис. 1, *a—г*; функции возбуждения, измеренные на толстых мишенях  $^{30}\text{Si}$  [2] и  $^{27}\text{Al}$  [3], — на рис. 1, *а, в*. Высокое разрешение в пучке ускоренных протонов для реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  можно наблюдать с помощью эффекта Льюиса — зависимости выхода от состояния поверхности и примесей в мишени. На рис. 1, *б* дана функция возбуждения реакции  $^{36}\text{S}(p, \gamma)^{37}\text{Cl}$  [4], полученная Ю. С. Кордой на тонкой мишени из редкого изотопа  $^{36}\text{S}$ , содержание которого в естественной смеси 0,07%. Высокое разрешение, достигнутое на тонкой мишени, видно из рис. 1, *г*, где показана функция возбуждения реакции  $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$  [5] расстояние между резонансами составляет 650 эВ. Моноэнергетичные  $\gamma$ -лучи различных энергий, возникающие в резонансных реакциях заряженных частиц с ядрами, могут обеспечить рекордное разреше-

ние ( $1 : 10^6$ ) в экспериментах по возбуждению резонансных и связанных уровней ядер. На рис. 1, б показана кривая поглощения в  $^{27}\text{Al}$   $\gamma$ -лучей с энергией 10163 кэВ из реакции  $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$  при энергии протонов  $E_p = 1966$  кэВ, измеренная способом, предложенным Е. Г. Кошанцем [6], когда плоский германий-литиевый детектор является регистрирующим устройством и одновременно определяет апертуру угла коллимации  $\gamma$ -квантов.

Экспериментальная ширина уровня  $^{27}\text{Al}$  с энергией возбуждения 10 163 к В относительно  $\gamma$ -перехода в основное состояние равна 10 эВ. В последнее время  $\gamma$ -лучи из резонансных реакций РЗ протонов легкими ядрами используются для возбуждения уровней даже в таких тяжелых ядрах, как  $^{208}\text{Pb}$  [7]. Трудоемкость при изучении функций возбуждения РЗ частиц ядрами вызвала необходимость внедрения автоматизации и управляющих электронно-вычислительных машин. В 1967 г. в ХФТИ для автоматизации эксперимента и первичной обработки данных была разработана под руководством С. П. Цытко система «он лайв» с использованием ЭВМ «Днепр» [8]. На рис. 2 показана функция возбуждения реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ , измеренная с помощью автоматизированной системы.

Подлинной революцией в изучении радиационного захвата стало внедрение германий-литиевых детекторов для исследования сечений  $\gamma$ -лучей и времен жизни связанных состояний. Развитие техники регистрации и анализа  $\gamma$ -спектров дает возможность с высочайшей точностью определять энергии возбуждения уровней ядра. Энергии некоторых связанных состояний ядра  $^{26}\text{Al}$ , наблюдаемых в реакции  $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$  при  $E_p = 319; 391$  кэВ [9], таковы:

Энергия уровня $E \pm \Delta E$ , эВ	Время жизни уровня, с
$228\ 305 \pm 13$	6,35
$416\ 852 \pm 3$	$1,8 \cdot 10^{-9}$
$1057\ 739 \pm 12$	$36 \cdot 10^{-15}$
$1759\ 034 \pm 8$	$6 \cdot 10^{-12}$
$1850\ 620 \pm 70$	$4 \cdot 10^{-14}$
$2365\ 150 \pm 18$	$1,4 \cdot 10^{-12}$

Определение энергий  $\gamma$ -лучей основано

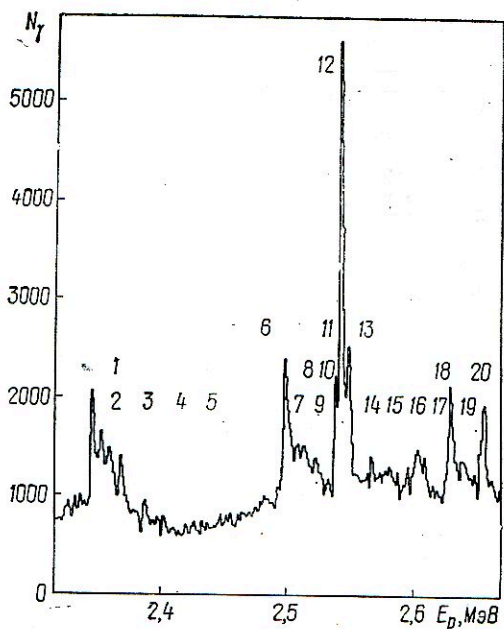


Рис. 2. Выход реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ , измеренный автоматической системой на базе ЭВМ «Днепр».

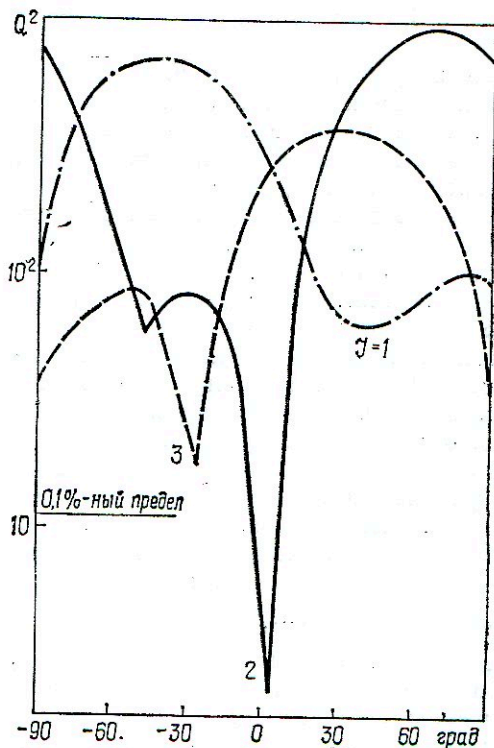


Рис. 3. Функция  $Q^2$  в зависимости от коэффициента смеси мультиполей  $\delta$ -перехода 7609—2939 кэВ ядра  $^{30}\text{P}$  ( $E_p = 2082$  кэВ) [14].

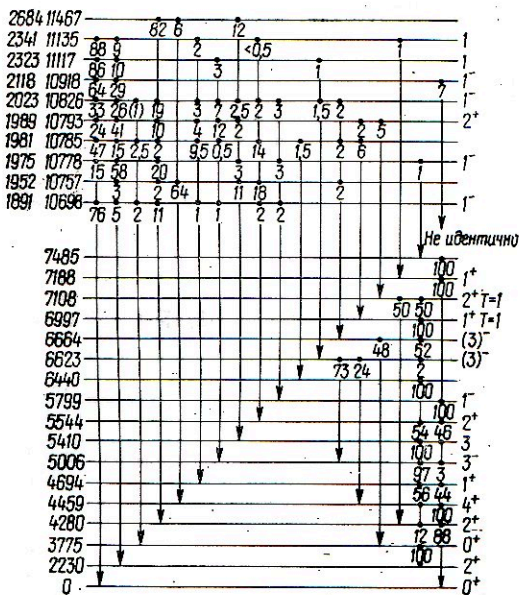


Рис. 4. Схема распада уровней ядра  $^{30}\text{P}$  [12].

на эталонной энергии  $E = 411804,4 \pm \pm 1,1$  эВ для  $\gamma$ -линии из распада ядра  $^{198}\text{Au}$ .

Во второй колонке приведены значения времен жизни этих состояний [10], зная которые можно вычислить матричные элементы электромагнитных переходов, необходимые для сравнения с теоретическими значениями и проверки различных моделей ядра.

Точность в определении времен жизни состояний, возбуждаемых в ядерных реакциях и измеренных методом ослабления доплеровского сдвига, существенно зависит от знаний о тормозных потерях ядер отдачи в веществе, т. е. о свойствах твердого тела.

Для определения матричного элемента  $\gamma$ -перехода необходимо знать коэффициент смеси по мультиполям, равный отношению приведенных матричных элементов переходов:

$$\delta = \frac{\langle f \| L + 1 \| i \rangle}{\langle f \| L \| i \rangle},$$

где  $L$  — мультипольность перехода,  $i$  и  $f$  — соответственно начальное и конечное состояния ядра. Тот факт, что реакция РЗ происходит через одиночный резонанс, является важным преимуществом с точки зрения ядерной спектроскопии. Поскольку ком-

паунд состояния имеют хорошо определенный угловой момент, можно применять одноуровневую теорию Брейта—Вигнера и считать, что измерения угловых корреляций модельно независимы.

Использование в статистическом анализе критерия  $\chi^2$  с пределом достоверности 0,1% делает экспериментальные данные в высшей степени надежными. На рис. 3 показан пример анализа угловых распределений  $\gamma$ -лучей из реакции  $^{29}\text{Si}(p, \gamma)^{30}\text{P}$  при  $E_p = 2082$  кэВ для перехода 7609—2939 кэВ и указан 0,1%-ный предел  $Q^2$  разделения для различных гипотез о спине резонансного уровня. Анализ выполнен В. Я. Костиным и Л. П. Кордой.

Таким образом, современное развитие техники и методов анализа резонансных реакций РЗ заряженных частиц дает возможность получить экспериментально обширную и надежную спектроскопическую ядерную информацию.

На рис. 4 изображена схема распада связанных и резонансных состояний ядра  $^{30}\text{P}$ , приведены многочисленные данные, полученные из реакции РЗ [11].

Результаты исследований возбужденных состояний ядер и свойств электромагнитного излучения. Особенностью реакций РЗ заряженных частиц является то, что они позволяют исследовать высоколежащие резонансные и низколежащие связанные состояния, которые наиболее доступны для теоретического описания. В настоящее время имеется большое количество моделей ядра, и каждая из них дает некоторый базис, по которому может быть разложена волновая функция основного или возбужденного состояния ядра. Вероятность электромагнитного перехода между уровнями ядра существенно зависит от структуры состояний, между которыми происходит переход, и потому матричные элементы перехода, для вычисления которых требуется знание вида волновых функций в начальном и конечном состояниях, являются своего рода пробным камнем для проверки различных модельных представлений о ядре.

ТАБЛИЦА 1

Ядро.	Начальное состояние			Конечное состояние		
	Энергия, кэВ	Спин и четность	Параметр деформации	Энергия, кэВ	Спин и четность	Параметр деформации
$^{23}\text{Na}$	2390	$1/2^+$	-0,1	0	$3/2^+$	0,2
	2390	$1/2^+$	-0,1	440	$5/2^+$	0,08
	2982	$3/2^+$	-0,1	0	$3/2^+$	0,2
	2982	$3/2^+$	-0,1	440	$5/2^+$	-0,02
$^{25}\text{Al}$	451	$1/2^+$	0	0	$5/2^+$	0,2
	2486	$1/2^+$	0	0	$5/2^+$	0,2
$^{27}\text{Al}$	843	$1/2^+$	0,1	0	$5/2^+$	0,2
	3675	$1/2^+$	-0,1	0	$5/2^+$	0,2
	2423	$3/2^+$	0,05	0	$1/2^+$	0,15
$^{35}\text{Cl}$	1219	$1/2^+$	-0,02	0	$3/2^+$	-0,2
$^{37}\text{Cl}$	1726	$1/2^+$	-0,1	0	$3/2^+$	0

Накопленный из исследований резонансных реакций РЗ заряженных частиц богатый экспериментальный материал о свойствах возбужденных состояний ядер и электромагнитных переходах в них широко использован для понимания структуры ядер на основе оболочечной и обобщенной моделей. В рамках расчетов по многочастичной оболочечной модели, где получались сложные многокомпонентные волновые функции, были рассчитаны и сравнены с экспериментом энергетические положения уровней, вероятности  $\gamma$ -переходов, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты. В работе В. Ю. Гончара, Е. В. Инопина и С. П. Цытко [12] доказана применимость обобщенной модели к описанию легких ядер. Накопление экспериментальных данных, в том числе и из реакций РЗ заряженных частиц, а также теоретические расчеты подтвердили, что деформация является достаточно общим явлением для всех ядер. Е. В. Инопин и Е. Г. Копанец в работах [13, 14] предложили математический подход, учитывающий влияние изменения деформации ядра на вероятности электромагнитных переходов. Выполненные расчеты и сравнение с экспериментальными данными показали, что эффекты, связанные с учетом различных деформаций ядра в начальном и конечном состояниях, могут быть значительными и приводить к изменениям величин электро-

магнитных переходов в широких пределах, что может явиться удобным инструментом для изучения равновесных деформаций возбужденных состояний ядер. В табл. 1 приведены результаты анализа матричных элементов электромагнитных переходов в легких ядрах и указаны значения параметров деформаций для начальных и конечных состояний.

Резонансные квазисвязанные состояния трудно описать в рамках современных представлений о ядре из-за сложности волновых функций этих состояний. Однако открытия последних лет убедительно показали, что на фоне большого числа уровней ядра при высоких энергиях возбуждения относительно легко могут быть выделены состояния простой природы: одночастичные, частичнодырочные,  $\alpha$ -частичные и др. Это привело к тому, что теоретически предприняли попытки описать квазисвязанные состояния, используя базис, который применялся при описании связанных состояний ядра. Открытие того факта, что изоспин  $T$  является достаточно хорошим квантовым числом для ядер всей периодической системы элементов, послужило мощным толчком для исследований изобараналоговых состояний (ИАС), т. е. состояний с изоспином  $T_> = T_0 + 1$ , на единицу большим изоспина наблюдаемых резонансных уровней данного ядра. Резонансные реакции РЗ заряженных частиц оказались

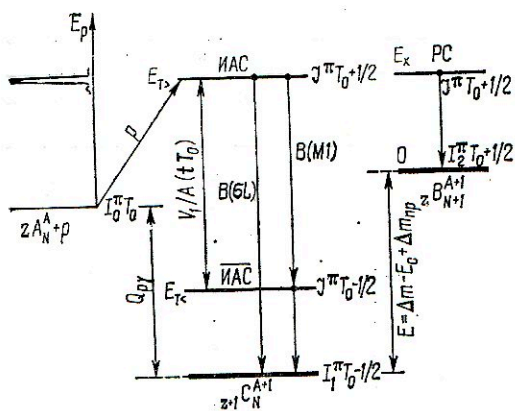


Рис. 5. Диаграмма уровней при исследовании ИАС с помощью реакции  $(p, \gamma)$ .

весьма удобным подходом для изучения ИАС. На рис. 5 показаны энергетические соотношения между уровнями составного ядра, наблюдаемыми в резонансной реакции РЗ протона, и состоянии родительского ядра-изобары. Величина  $Q$  в реакции  $(p, \gamma)$  и энергия протонов  $E_p$  определяют энергию  $E_{T>}$  возбуждения ИАС. Сдвиг  $E$  между основными состояниями ядер  $Z^{A+1}_N$  и  $Z^{A+1}_{N+1}$  зависит от дефекта массы  $\Delta m$ , разности кулоновских энергий  $E_c$  и разности масс нейтрона и протона  $\Delta m_p$ . Изучение свойств резонансного состояния  $E_{T>}$ , являющегося ИАС, дает возможность судить о свойствах родительского уровня  $E^*$  соседнего ядра-изобары. Точное установление энергии возбуждения ИАС и энергии уровня родительского ядра позволяет найти разность кулоновских энергий этих состояний. Поскольку ИАС отражает свойства уровней соседнего ядра-изобары, расположенных обычно при меньших энергиях возбуждения, чем находится само ИАС, то структура ИАС относительно проста. Радиационный распад ИАС, имеющих изоспин  $T_{>}$ , происходит на различные низколежащие состояния с изоспином  $T_{<}$ , одним из которых является так называемое антианалоговое состояние (АИАС), имеющее ту же структуру и квантовые характеристики (спин и четность), что и ИАС. Возникновение состояний типа аналог-антианалог было объяснено феноменологически Лейном путем введения в оптиче-

ский потенциал изоспинового взаимодействия вида  $\frac{V_1}{A} t \cdot T$ , где  $t$  и  $T$  — изоспины частицы и остова,  $A$  — массовое число. Константа  $V_1$  зависит от структуры наблюдаемых состояний и может быть определена экспериментально из величины энергетического расщепления аналог-антианалог. Широкие исследования ИАС выполнены Е. Г. Копанцем, В. Я. Мигаленей, А. А. Ковалем.

Изучение  $\gamma$ -распада ИАС, помимо АИАС, дает возможность наблюдать другие типы конфигурационных состояний: корполяризационные, спин-флиповые и др. Известно, что приведенный матричный элемент гамма-теллеровского  $\beta$ -перехода  $\mathfrak{M}(GT)$  и приведенный матричный элемент М1-перехода  $\mathfrak{M}(M1)$  связаны соотношением

$$\mathfrak{M}(M1) = C \left( 1 + 0,11 \frac{\langle f | l | i \rangle}{\langle f | S | i \rangle} \right)^3 \mathfrak{M}(GT).$$

Здесь  $\langle f | l | i \rangle$  и  $\langle f | S | i \rangle$  — матричные элементы операторов орбитального углового и спинового моментов, постоянная  $C$  зависит от изоспина уровней. Наблюдение М1-переходов с ИАС дает возможность изучать силовую функцию для  $\beta$ -переходов и судить о вкладах орбитальной и спиновой частей в М1-переход. Исследование так называемых дубльаналоговых резонансов, т. е. состояний с изоспином, отличающимся на две единицы от изоспина данного ядра:  $T_{>} = T_0 + 2$ , связано с проверкой существования изотензорной компоненты в электромагнитном переходе. Вообще говоря, накопление огромного числа данных из реакций РЗ о  $\gamma$ -переходах в ядрах является источником информации для проверки правил отбора при электромагнитном переходе, связанном с фундаментальными вопросами зарядовой симметрии и зарядовой независимости.

Классификация и систематика электромагнитных переходов весьма важна в ядерной спектроскопии. Статистические распределения вероятностей электромагнитных переходов, наблюдаемых при распаде возбужденных состояний ядер, объективно отражают вполне определенные свойства ядер и их структу-

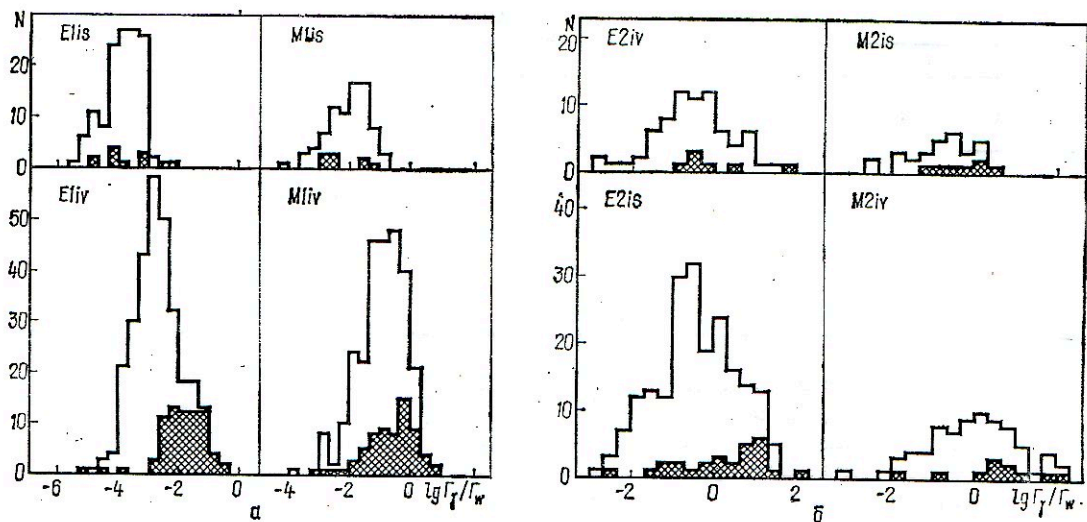


Рис. 6. Гистограммы статистических распределений сил дипольных (а) и квадрупольных (б) электрических и магнитных переходов [16].

ру. На рис. 6 показаны статистические распределения сил дипольных электрических и магнитных переходов из резонансных состояний легких ядер с распределением на изоскалярную и изовекторную части [15]. Гамма-переходы наблюдались в ядрах с  $7 < A < 40$ . По осям ординат откладывалось число наблюдаемых переходов, по осям абсцисс — значения квадратов матричных элементов в единицах Вайскопфа. Зачерненная область соответствует распределению сил переходов в ядрах с  $7 < A < 16$ . Как видно из рис. 6, изовекторные E1- и M1-переходы с резонансных уровней в ядрах оболочки  $I_p$  ( $A < 16$ ) в среднем более сильные, чем такие же переходы в ядрах оболочки  $1d2s$  ( $16 < A < 40$ ). Аналогичный вывод сделан для связанных состояний в работе [16]. На основании анализа полученных распределений сил электромагнитных переходов с резонансных уровней легких ядер были установлены рекомендованные верхние пределы (РВП) и проведено сравнение с РВП для связанных состояний [16]. Из этих данных видно (табл. 2), что при переходе из области связанных состояний в резонансную область все типы переходов, за исключением изовекторных M1-переходов, усиливаются. Усиление изовекторных E1-переходов обусловлено вкладом низкоэнергетического края ги-

гантского дипольного резонанса, а усиление изоскалярных E1-переходов может быть вызвано возрастанием смешивания по изоспину высоковозбужденных состояний [15]. Скорости изовекторных M1-переходов для связанных и резонансных состояний одинаковы, что можно объяснить существованием гигантского M1-резонанса, находящегося вблизи энергии связи протона. Для E2-переходов наблюдается заметное усиление изовекторных переходов, что может быть вызвано изменением эффективных зарядов в области несвязанных состояний. В случае M3-переходов РВП для изовекторных и изоскалярных компонент примерно в 30 раз превышает РВП для связанных состояний. Можно предположить, что такое усиление связано с эффектом коллективного движения. Это подтверждается также тем фактом, что РВП для M3-переходов на порядок больше РВП для M1-переходов.

Мы рассмотрели некоторые работы, связанные с изучением возбужденных состояний ядер и свойств электромагнитного излучения, в основном выполненные в ХФТИ. Развитие метода резонансных реакций РЗ заряженных частиц открывает широкие возможности для исследований структуры ядра, процессов протекания ядерных реакций и вопросов, связанных с фундаментальными взаимодействиями в ядрах.



ТАБЛИЦА 2

E1-переход		E2-переход		M1-переход		M2-переход	
$\Delta T = 1$	$\Delta T = 0$	$\Delta T = 0$	$\Delta T = 1$	$\Delta T = 1$	$\Delta T = 0$	$\Delta T = 1$	$\Delta T = 0$
Связанные состояния							
0,1	0,003	100	10	10	0,03	3	0,1
Резонансные состояния							
0,6	0,02	200	50	10	0,3	100	3

Большой вклад в анализ сил электромагнитных переходов в легких ядрах внес В. Я. Костин.

**Прикладное значение реакций РЗ.** Американские ученые утверждают, что к 2000 г. не останется ни одной области деятельности человека, где бы не понадобились ядерные данные. С этой точки зрения реакции РЗ заряженных частиц являются мощным источником ядерных данных. Кроме этого РЗ имеет особенности, которые делают его незаменимым в ряде прикладных работ для смежных областей науки и техники. Особенно широкое применение данные, получаемые из РЗ, нашли в астрофизике. РЗ частиц при низких энергиях является одним из основных процессов, происходящих в звездах. Точное определение сечений реакций при малых энергиях, энергетического положения резонансов и их плотности, энергии связанных уровней вблизи энергии связи нуклонов важно для понимания не только энергетики звезд, но и для изучения процессов синтеза элементов в звездах. Выше были приведены энергии уровней ядра  $^{26}\text{Al}$ , измеренные с высокой степенью точности. Содержание изотопа  $^{26}\text{Al}$  в небесных телах дает возможность определять их возраст, поэтому его свойства и реакции, протекающие с его образованием, представляют интерес для космологии.

Резонансные реакции РЗ используются при изучении профилей распределения внедренных ионов в твердых веществах. В ХФТИ эти работы были начаты в 1958 г. М. И. Гусевой, Е. В. Инопиным и С. П. Цытко. Аналогичная методика [18] может быть использована для изучения процессов диффузии и

окисления. Наиболее удобно исследовать процессы окисления, используя узкий резонанс с шириной около 25 эВ при энергии 1165 кэВ в реакции  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ .

Необходимо упомянуть и о применении метода резонансных реакций РЗ для анализа микропримесей в различных материалах по спектру мгновенного  $\gamma$ -излучения и по измерениям наведенной активности. В частности, реакция  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$  используется в анализах изотопного состава азота [17].

Широкое внедрение методов ядерной физики в другие отрасли народного хозяйства ставит задачу калибровки энергий ускоренных частиц и  $\gamma$ -квантов. Резонансные реакции РЗ позволяют проводить абсолютную калибровку электростатических ускорителей [19] и являются источником  $\gamma$ -лучей для вторичных стандартов энергии, а также калибровки интенсивности  $\gamma$ -источников [19].

Несмотря на то что исследования резонансных реакций РЗ заряженных частиц продолжают три десятилетия, возможности этого метода изучения атомного ядра не исчерпаны. Дальнейшее повышение точности в проведении эксперимента, накопление статистического материала о свойствах уровней и электромагнитных переходов, развитие новых методов исследования, несомненно, внесут свой вклад в понимание структуры ядра и фундаментальных вопросов внутриядерных взаимодействий.

1. *Tangen R.*— Det. Kgl. Norske Vid. Sels. Skrifter, 1946, N 1, p. 11.
2. *Цытко С. П., Антуфьев Ю. П.*— В кн.:

- Тр. сессии АН УССР по мир. использ. атом. энергии. Киев: Изд-во АН УССР, 1958, с. 70—76.
3. *Donhove J. M., Mourad J. A., Herb R. G.*— Nucl. Phys. A, 1967, 102, N 2, p. 383—405.
  4. *Коваль А. А., Копанец Е. Г., Корда Ю. С. и др.*— Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, вып. 8, с. 402—406.
  5. *Elsenaar R. J., Van der Leun J. W. et al.*— Ann. Report, Utrecht, Netherlands, 1976, p. 13—14.
  6. *Копанец Е. Г., Коваль А. А., Костин В. Я. и др.*— Прикл. ядер. спектроскопия, 1974, вып. 4, с. 288—292.
  7. *Sparks R. J., Lanctman H., Van der Leun C.*— Nucl. Phys., 1976, 259, p. 13—19.
  8. *Kopanets E. G.*— In: Charged-particle-induced radiative capture. Vienna: IAEA, 1974, p. 101—108.
  9. *Alderliesten C., Alkemade P. F. A., Bazna-Lucardi S. et al.* Precision calibration of gamma-ray energy.— Ann. Report, Utrecht, Netherlands, 1979, p. 21—22.
  10. *Endt P. M., Van der Leun C.*— Nucl. Phys., 1978, 310, N 1/2, p. 175—372.
  11. *Костин В. Я., Копанец Е. Г., Коваль А. А. и др.*— УФЖ, 1976, 21, № 7, с. 1090—1093.
  12. *Гончар В. Ю., Инопин Е. В., Цытко С. П.* Легкие ядра и обобщенная модель Д-001.— Харьков, 1959.— 37 с.
  13. *Копанец Е. Г., Инопин Е. В., Корда Л. П. и др.*— Изв. АН УССР. Сер. физ., 1976, 40, № 4, с. 780—783.
  14. *Копанец Е. Г., Инопин Е. В., Корда Л. П.*— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, 44, № 9, с. 1947—1949.
  15. *Костин В. Я., Коваль А. А., Копанец Е. Г., Цытко С. П.*— УФЖ, 1980, 25, № 6, с. 881—888.
  16. *Endt P. M., Van der Leun C.*— Nucl. Phys. A, 1974, 235, N 1, p. 27—55.
  17. *Malanify J. J., Close D. A.*— Nucl. Instrum. and Meth., 1974, 118, p. 293—297.
  18. *Vakselj M.*— In: Charged-induced-particle radiative capture. Vienna: IAEA, 1974, p. 367—379.
  19. *Kern J.*— In: Charged-induced-particle radiative capture. Vienna: IAEA, 1974, p. 345—363.

**РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ  
АТОМНЫМИ ЯДРАМИ**

Рассеяние электронов высокой энергии атомными ядрами является важнейшим методом исследования структуры атомных ядер. Замечательная особенность этого метода состоит в возможности достаточно строгой интерпретации результатов эксперимента, основанной на известных законах электромагнитного взаимодействия, в отличие от адронного эксперимента, интерпретация результатов которого главным образом основана на неизвестных законах сильного взаимодействия. Вторая существенная особенность электронного эксперимента связана с относительной слабостью взаимодействия электрона с ядерными электромагнитными плотностями (электрического заряда, тока и намагничивания). Поэтому допустимы вычисления с помощью теории возмущений и, более того, для легких ядер хорошим приближением является первое борновское приближение (или эквивалентное ему импульсное приближение).

В настоящее время исследования структуры атомных ядер с помощью рассеяния электронов высокой энергии охватывают много направлений. В ХФТИ эти исследования начаты в 1962 г. после создания линейных ускорителей электронов с энергией 90, 360 МэВ и 2 ГэВ.

Основные направления исследований следующие:

изучение упругого электрического и магнитного рассеяния электронов ядрами;

исследование возбуждения дискретных уровней и структуры гигантского резонанса в ядрах, в том числе исследование гигантских резонансов высшей мультипольности (Е2, Е3, Е4);

изучение квазиупругого рассеяния электронов на легких ядрах с регистрацией рассеянного электрона и его совпадений с выбиваемым протоном;

изучение процесса электрообразования пионов на ядрах.

**Изучение упругого электрического и магнитного рассеяния электронов ядрами.** Размеры ядер впервые определены зондированием ядер адронами. К сожалению, до сих пор не существует теории ядерных сил, с помощью которой была бы возможна точная количественная интерпретация экспериментальных данных. Из этих экспериментов непосредственно получают важные сведения о ядерном потенциале, действующем между ядром и адроном (оптическая модель ядра), а информацию о распределении ядерного вещества удается извлекать, используя некоторые дополнительные предположения.

Самым мощным методом, с помощью которого получают наиболее точные и детальные сведения о зарядовой и магнитной структуре основного состояния ядер, является метод упругого рассеяния электронов высокой энергии. Его эффективность обусловлена особенностями взаимодействия электронов с ядром, о которых мы упоминали.

Первые исследования упругого рассеяния электронов на ядрах были про-

ведены в Стэнфорде (США) Гофштадтером и др. [1] в 1953 г. В ХФТИ такие исследования начаты в 1966 г. на линейном ускорителе электронов с энергией 300 МэВ и получен ряд интересных результатов для средних и тяжелых ядер. Анализ имеющихся экспериментальных данных о зарядовых радиусах ядер, полученных из упругого рассеяния электронов, показал [3], что для всех средних и тяжелых ядер, начиная с  $^{28}\text{Si}$ , с точностью до 2% среднеквадратичные зарядовые радиусы ядер пропорциональны  $Z^{1/3}$ ,  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = (2Z)^{1/3}$  фм, а массовые радиусы —  $A^{1/3}$ .

Из сравнения зарядовых радиусов с радиусами распределения массы в ядрах (т. е. и протонов и нейтронов), полученных из экспериментов с адронами, следует систематическое превышение массовых радиусов над зарядовыми для тяжелых ядер. В последнее время были проведены эксперименты по упругому рассеянию протонов с энергией 1 ГэВ атомными ядрами [4]. Для интерпретации полученных дифференциальных сечений был использован метод Глаубера, но результат получился не очень определенный, а именно наблюдалось превышение нейтронного радиуса над протонным для  $^{48}\text{Ca}$ , а для  $^{208}\text{Pb}$  нейтронный и протонный радиусы приблизительно одинаковы. Решение этого интересного вопроса требует усовершенствования теоретической интерпретации данных адронного эксперимента.

Последующие электронные эксперименты, проводимые со значительно большей точностью, показали, что кривая зависимости среднеквадратичного радиуса от  $A$  (или  $Z$ ) не является монотонной, а обнаруживает скачки, которые отражают оболочечную структуру ядер. Оказалось, что исследование таких параметров, как радиус полуспада плотности  $r_{0,5}$ , толщина поверхностного слоя  $t$ , среднеквадратичный радиус  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ , в зависимости от массового числа дает возможность замечать весьма тонкие эффекты, связанные с заполнением протонных или нейтронных оболочек в ядрах (рис. 1).

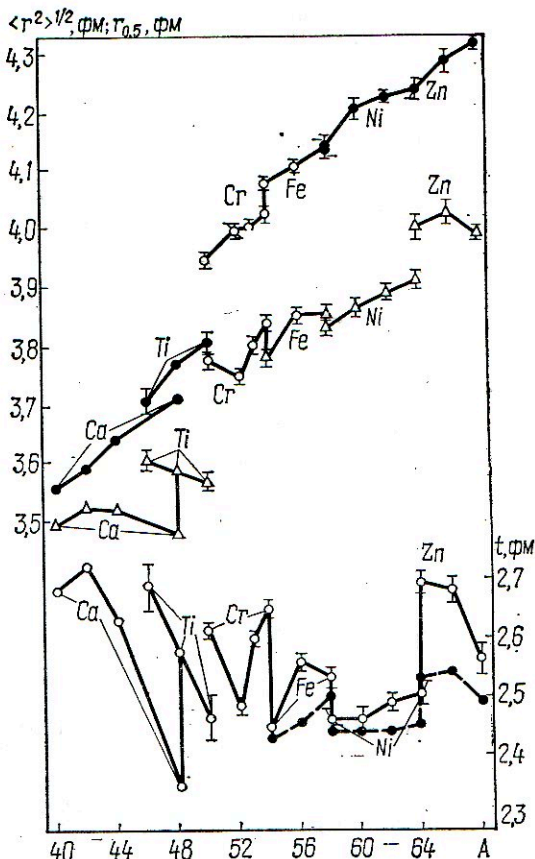


Рис. 1. Зависимость зарядовых распределений в ядрах оболочки  $1f - 2p$  от числа нуклонов в ядре:

$\Delta \langle r^2 \rangle^{1/2}$  — среднеквадратичный радиус, O — толщина поверхностного слоя  $t$ , ● — радиус полуспада плотности по модели Ферми  $r_{0,5}$ .

Многочисленные данные по рассеянию электронов на изотопах, изотонах, изобарах, полученные в Харькове, Стэнфорде, Майнце и других лабораториях, показывают [5—7], что у ядер, имеющих пару протонов или нейтронов сверх заполненной оболочки, параметр  $t$  значительно больше, чем у ядер с замкнутой оболочкой. На рис. 1 видны скачки «вверх» в толщине поверхностного слоя для ядер  $^{42}\text{Ca}$  ( $2n$  сверх оболочки  $1d_{3/2}$ ),  $^{46}\text{Ti}$  ( $2p$  сверх оболочки  $1d_{3/2}$ ),  $^{64}\text{Zn}$  ( $2p$  сверх оболочки  $1f_{7/2}$ ) в начале заполнения новой оболочки. Наоборот, параметр  $t$  достигает минимума для ядер, у которых оболочки замыкаются: для  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{54}\text{Fe}$  — нейтронная оболочка  $1f_{7/2}$ , для  $^{58}\text{Ni}$  — протонная  $1f_{7/2}$ .

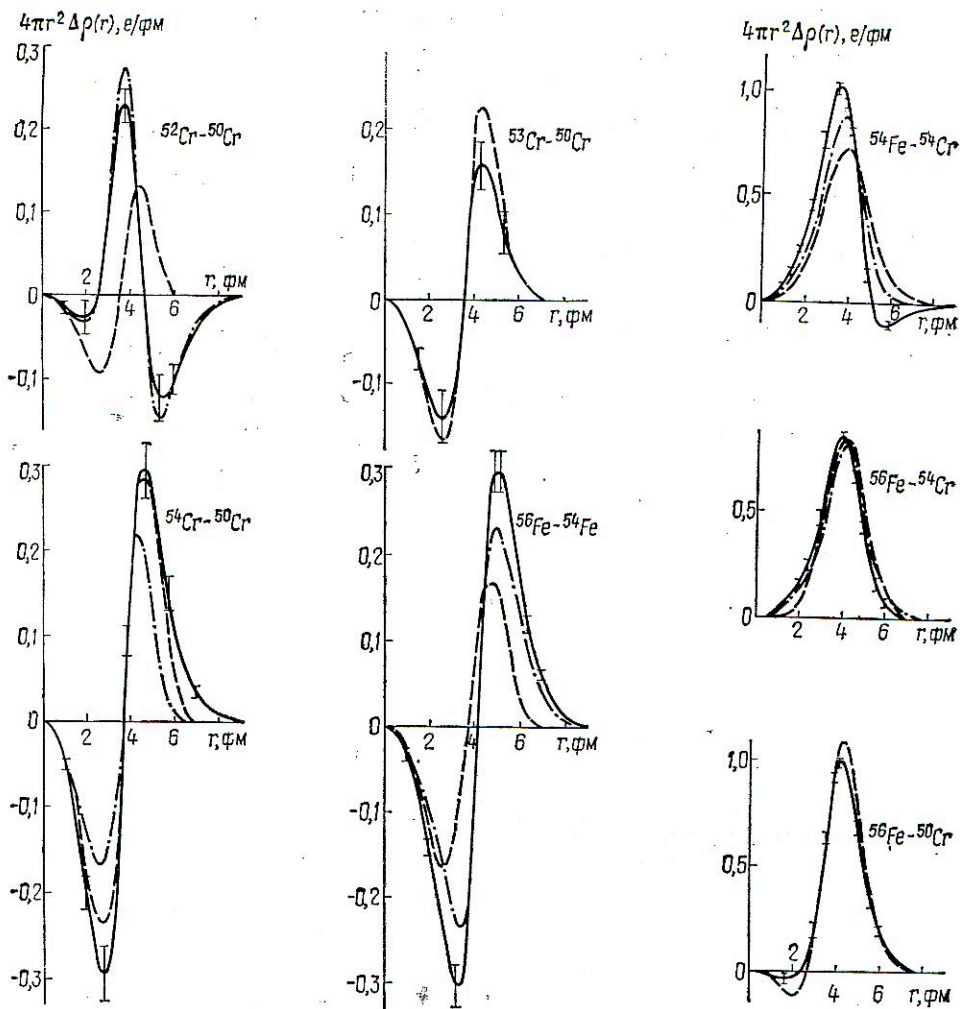


Рис. 2. Зависимость  $4\pi r^2 \Delta\rho(r)$  от радиуса:

сплошные кривые получены по нашим данным, штрихпунктирные — по данным работы [8], штриховые — расчет по методу ХФ.

Для определения различий  $\Delta c$ ,  $\Delta t$  в параметрах распределения заряда ( $c$ ,  $t$ ) и ( $c_0$ ,  $t_0$ ) для пары ядер ( $A$ ,  $Z$ ) и ( $A_0$ ,  $Z_0$ ) проводились, во-первых, абсолютные измерения дифференциального сечения рассеяния  $\sigma(\theta, A_0, Z_0)$  исходного ядра и, во-вторых, «квазиодновременные» измерения дифференциальных сечений  $\sigma(\theta, A, Z)$  и  $\sigma(\theta, A_0, Z_0)$ . При квазиодновременных измерениях для каждого угла рассеяния проводится измерение на мишени ( $A$ ,  $Z$ ), затем на мишени ( $A_0$ ,  $Z_0$ ) и лишь после этого переходят к другому значению угла рассеяния. В результате такой проце-

дуры измерений практически все ошибки измерений, кроме статистических, исчезают и тем самым обеспечивается наибольшая точность определения изменения параметров  $\Delta c = c - c_0$  и  $\Delta t = t - t_0$  при переходе от ядра ( $A_0$ ,  $Z_0$ ) к ядру ( $A$ ,  $Z$ ). Наилучшие значения этих измерений параметров  $\Delta c$ ,  $\Delta t$  определяются путем подгонки теоретической кривой

$$D(\Delta c, \Delta t) = [\sigma(\theta, A, Z) - \sigma(\theta, A_0, Z_0)] / [\sigma(\theta, A, Z) + \sigma(\theta, A_0, Z_0)] \quad (1)$$

к экспериментальным точкам. С помощью этих величин  $\Delta c$ ,  $\Delta t$  (а также

$c_0$ ,  $t_0$  исходного ядра) находят изменение зарядовой плотности

$$\Delta\rho(r) = Z\rho_{AZ}(r) - Z_0\rho_{A_0Z_0}(r). \quad (2)$$

Полученные результаты показаны на рис. 2. Здесь же даны рассчитанные этим методом величины  $\Delta\rho(r)$  из экспериментальных данных [8]. Кроме того, приведены теоретические кривые, вычисленные по методу Хартри — Фока (ХФ) на основе нуклон-нуклонного взаимодействия типа Скирма III [9]. Для пар ядер  $^{53}\text{Cr} - ^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Cr} - ^{50}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe} - ^{54}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe} - ^{50}\text{Cr}$  перераспределение зарядовой плотности неплохо описывается этими теоретическими кривыми. Заметим, что во всех этих случаях участвуют только пары ядер с незаполненными оболочками.

Иная картина наблюдается для таких пар ядер, как  $^{52}\text{Cr} - ^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe} - ^{54}\text{Cr}$  и  $^{56}\text{Fe} - ^{54}\text{Fe}$ , у которых одно из ядер имеет замкнутую нейтронную оболочку  $1f_{7/2}$  ( $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ). В этом случае экспериментальная кривая значительно отличается от предсказываемой теоретически по методу ХФ. Расчеты ХФ в обоих случаях (т. е. и для ядер с заполненной и для ядер с незаполненной оболочками  $1f_{7/2}$ ) предсказывают перемещение части заряда из внутренней части ядра на поверхность. В действительности, как показывает эксперимент, это наблюдается только для ядер с незаполненной оболочкой ( $^{53}\text{Cr} - ^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Cr} - ^{50}\text{Cr}$ ), а если добавление нейтронов приводит к ядру с заполненной оболочкой ( $^{52}\text{Cr}$ ), то заряд перемещается из периферии внутрь ядра. Ядро становится более компактным — резко уменьшается параметр толщины поверхностного слоя и уменьшается его зарядовый среднеквадратичный радиус.

Противоположный эффект наблюдается в случае, когда осуществляется переход от ядра с замкнутой нейтронной оболочкой  $1f_{7/2}$  ( $^{54}\text{Fe}$ ) к ядру, имеющему несколько нейтронов сверх замкнутой оболочки ( $^{56}\text{Fe}$ ). В этом случае из центральной области магического ядра  $^{54}\text{Fe}$  заряд перемещается на поверхность, ядро становится более диффузным (увеличивается параметр  $t$ ) и увеличивается среднеквадратичный радиус.

$$\frac{B(E_L)}{\text{МэВ}}, \frac{e^2 q_M^{2L}}{\text{МэВ}}$$

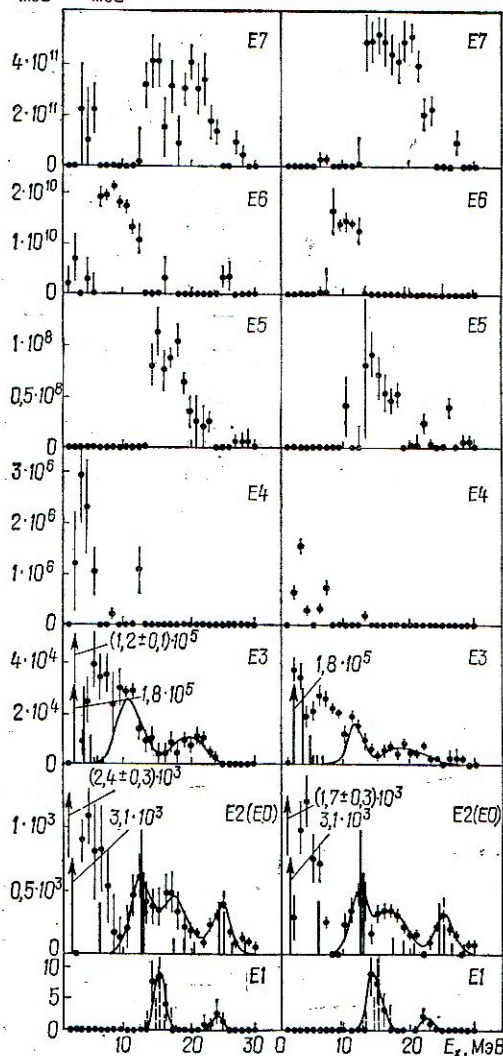


Рис. 3. Зависимость приведенных вероятностей переходов E1 — E4 от энергии возбуждения. Расчетные кривые:

штриховые (E1) — по теории конечных ферми-систем, сплошные — разложение на гауссианы в области выше порога вылета частиц, сплошные вертикальные (E2, E3) — приближение хаотических фаз для  $^{124}\text{Sn}$ .

Качественно этот же эффект проявляется и при добавлении к ядру разных нуклонов (и протонов и нейтронов). Конечно, в этом случае эффект перераспределения заряда несколько затухает ввиду распределением по ядру вновь добавляемого заряда (теперь  $Z \neq Z_0$ ). Тем не менее эффект перехода заряда внутрь ядра при замыкании нейтрон-

<sup>54</sup> Zn							
EL	E <sub>x</sub> , МэВ	Γ <sub>x</sub>	B (EL ↑), e <sup>2</sup> фм <sup>2</sup> L	T <sub>γ</sub>	Исчерпывание ЭВПС, %		G, одно- част. ед.
					парциального	общего	
E1	17,7 ± 0,6	4,3 ± 0,8	8,5 ± 2,1	1	63 ± 16	103	2,8
	21,4 ± 0,6	3,5 ± 0,8	4,5 ± 1,2	1	40 ± 11		1,5
E2	0—11	—	1380 ± 90	0	10 ± 1	42,7	18
	15,0 ± 0,2	6,0 ± 0,4	600 ± 70	0	49 ± 6		7,9
	25,1 ± 0,7	3,7 ± 1,6	90 ± 50	1	11 ± 6		1,2
	30,4 ± 0,4	5,0 ± 0,7	110 ± 50	1	16 ± 7		1,4
E0	—	—	—	—	—	—	—
E3	0—11	—	44 000 ± 1200	0	18 ± 2	19,5	25,9
	16,6 ± 0,4	4,2 ± 1,4	8500 ± 1800	0	12 ± 2,5		5,0
	21,4 ± 2,6	6,5 ± 3,1	6500 ± 2200	1	10 ± 3,4		3,8
E4	0—11	—	(1,3 ± 0,2) × 10 <sup>6</sup>	0	9 ± 1,4	6,7	35
	12,9 ± 0,5	3,2 ± 1,1	(2,8 ± 1,7) × 10 <sup>6</sup>	0	4,6 ± 2,7		7,6
	25,4 ± 0,8	2,5 ± 1,4	(4,2 ± 2,5) × 10 <sup>4</sup>	—	—		11,9
	—	—	—	—	—		—

Параметр	<sup>4</sup> He	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>9</sup> Be
p <sub>0</sub> , МэВ/с	130 ± 2	115 ± 4	116 ± 4	122 ± 5
(p <sub>0</sub> ) <sub>упр</sub> , МэВ/с	130	105	112	113
D <sub>0</sub>	1 ± 0,04	1,0 ± 0,05	1,0 ± 0,05	1,0 ± 0,05

ной оболочки  $1f_{7/2}$  в ядре  $^{54}\text{Fe}$  отчетливо проявляется (см. случай  $^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{54}\text{Cr}$ ).

Таким образом, можно констатировать, что оболочечные эффекты в распределении заряда в ядрах очень сильные и значительно большие, чем это следует из расчета ХФ с силами Скирма. Поэтому экспериментальные исследования распределения заряда в ядрах очень важны для построения более реалистических ядерных моделей.

Исследование магнитного рассеяния электронов на ядрах в общем случае дает возможность получить сведения о распределении полного (орбитального плюс спинового) намагничивания в ядрах. Первые сведения о магнитном упругом рассеянии электронов получены из экспериментов по рассеянию на угол  $\theta = 180^\circ$ , выполненных при относительно малых переданных импульсах  $q$ . Поэтому информация о распределении намагничивания ограничи-

валась данными только о наиболее низких магнитных мультипольных моментах M1 и в некоторых случаях M3 [10].

В ХФТИ исследовано упругое магнитное рассеяние электронов на ядрах  $^{39}\text{K}$ ,  $^{49}\text{Ti}$  и  $^{59}\text{Co}$  [11] при значении  $q$  в области второго дифракционного минимума монопольного зарядового рассеяния. Формфакторы магнитного упругого рассеяния находились с помощью построения зависимости полного формфактора от величины  $(\frac{1}{2} + \text{tg}^2 \theta/2)$  при постоянном значении  $q$ . Кроме того, при анализе использован предложенный в работе [12] феноменологический метод нахождения магнитных мультипольных моментов, в котором величина момента является варьируемым параметром, а форма формфактора берется такой же, как в одночастичной оболочечной модели. Этим методом были определены высшие маг-

ТАБЛИЦА 1

$E_x$ , МэВ	$\Gamma_x$	$B(EL\uparrow)$ , $e^2\text{фм}^2L$	$T_\gamma$	Исчерпывание ЭВПС, %		$G$ , одно- част. ед.
				парциального	общего	
$14,8 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,5$	$20,8 \pm 8,0$	1	$69 \pm 24$	94	4,3
$23,8 \pm 0,9$	$2,5 \pm 1,1$	$4,6 \pm 3,4$	1	$25 \pm 18$		1,0
0—8	—	$6800 \pm 870$	0	$54 \pm 5$	78	37
$11,7 \pm 0,5$	$3,0 \pm 1,0$	$1580 \pm 880$	0	$50 \pm 28$		8,6
$16,5 \pm 1,0$	$6,4 \pm 1,8$	$2400 \pm 1100$	1	$73 \pm 33$		13,1
$24,9 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,5$	$1300 \pm 260$	1	$60 \pm 12$		7,1
$16,5 \pm 1,0$	$6,4 \pm 1,8$	$1490 \pm 700$	0	$54 \pm 25$	—	—
0—8	—	$(22,0 \pm 2,1) \times 10^4$	0	$42 \pm 7$	39	34,5
		$(6,7 \pm 1,3) \times 10^4$	0	$20 \pm 3,9$		10,5
		$(5,2 \pm 1,2) \times 10^4$	1	$30 \pm 7$		8,1
0—8	—	$(5,2 \pm 1,1) \times 10^6$	0	$8,3 \pm 2,0$	5	24
$12,4 \pm 0,8$	$2,0 \pm 1,0$	$(1,1 \pm 0,4) \times 10^6$	0	$3,3 \pm 2,8$		5,2

ТАБЛИЦА 2

$^{11}\text{B}$	$^{12}\text{C}$	$^{27}\text{Al}$	$^{28}\text{Si}$	$^{39}\text{K}$	$^{40}\text{Ca}$
$135 \pm 6$	$135 \pm 5$	$122 \pm 5$	$118 \pm 5$	$109 \pm 6$	$106 \pm 6$
$125 \pm 6$	$127 \pm 2$	$115 \pm 4$	$112 \pm 2$	$105 \pm 2$	$100 \pm 1$
$1,01 \pm 0,04$	$0,96 \pm 0,03$	$0,98 \pm 0,04$	$0,96 \pm 0,04$	$0,87 \pm 0,05$	$0,86 \pm 0,05$

нитные моменты для таких ядер:  $^{39}\text{K}$  —  $M3 = (0,41 \pm 0,04)$  яд. магн. фм<sup>2</sup>;  $^{49}\text{Ti}$  —  $M7 = (740 \pm 150)$  яд. магн. фм<sup>6</sup>;  $^{54}\text{Co}$  —  $M7 = (2000 \pm 680)$  яд. магн. фм<sup>6</sup>. Сравнение полученных величин с расчетами показывает, что одночастичная оболочечная модель ядра плохо описывает процесс упругого магнитного рассеяния электронов и требуется разработка более реалистических моделей.

**Исследование возбуждения дискретных уровней и структуры гигантского резонанса в ядрах.** В Харьковском физико-техническом институте выполнено довольно большое число работ по измерению неупругих формфакторов, из которых определяются важные физические величины: приведенные вероятности переходов из основного состояния в возбужденное  $B(EL)$ ,  $B(ML)$ , переходные радиусы, параметры динамической деформации и др. [13].

Возможность существования в ядрах гигантского дипольного резонанса впервые предсказана А. Б. Мигдалом в 1945 г., примерно за 2 года до его экспериментального обнаружения в фотоядерных реакциях. Вопрос о существовании в ядрах гигантских резонансов другой мультипольности долгое время оставался открытым.

В 1968—1969 гг. в Харькове на линейном ускорителе электронов проведено исследование гигантского резонанса в ядрах  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  и  $^{12}\text{C}$  [15]. При этом было замечено, что с увеличением переданного ядру импульса происходит относительное обогащение низкоэнергетической части спектра рассеянных электронов в области гигантского резонанса, что можно объяснить лишь как следствие вкладов переходов с более высокой мультипольностью, чем дипольный, и в первую очередь квадрупольных.



Проведенные в последующие годы многочисленные исследования с использованием неупругого рассеяния электронов, протонов, дейтронов, ионов  $^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц [16, 17] представили веские доказательства возбуждения в атомных ядрах гигантских мультипольных резонансов вплоть до электрического октупольного.

В ХФТИ исследованы эти новые гигантские резонансы в ядрах  $^{64}\text{Zn}$  и  $^{124}\text{Sn}$  с помощью неупругого рассеяния электронов с начальной энергией 150—280 МэВ [18]. Измеренные спектры были исправлены на радиационные эффекты, из них вычтен вклад от процесса квазиупругого рассеяния, а для оставшейся части спектров проведен мультипольный анализ. Для этого спектры были разбиты по энергии на полосы шириной 1 МэВ и для каждой из 30 полос получены формфакторы. Затем формфактор каждой полосы представляли в виде суммы мультипольных формфакторов

$$F^2 = \sum_{L=1}^{\nu} \beta_L F_{EL}^2$$

( $\nu = 5$  для  $^{64}\text{Zn}$  и  $\nu = 7$  для  $^{124}\text{Sn}$ ) с подгоночными параметрами  $\beta_L$ . Аналитические выражения для мультипольных формфакторов брались двух типов: получающиеся (1) из модели Хелма и (2) из высокоэнергетического приближения. В табл. 1 и на рис. 3 приведены полученные в результате анализа интегральные характеристики резонансов — энергия  $E_x$ , полуширина  $\Gamma$ , приведенная вероятность перехода  $B(EL\uparrow)$ , определяемая из величины  $\beta_{L_0}$ .

Как видно, дипольный E1, квадрупольный E2 или монопольный E0 (эти два резонанса не разделяются) и октупольный резонансы имеют для обоих ядер отчетливо выраженную двугорбую структуру, которая связана с изоспиновым расщеплением. В случае резонанса E2 (E0) видны три горба. Кроме того, из эксперимента следует первое статистически значимое указание о возбуждении гексадекапольного (E4) резонанса.

В последние годы мультипольные гигантские резонансы стали предметом теоретических расчетов, основанных на фундаментальных предположениях. Для

возбуждения E1 (рис. 3) результаты вычисления по теории конечных ферми-систем для ядра  $^{124}\text{Sn}$  [19] показаны штриховыми вертикальными прямыми. Видно хорошее согласие теории с экспериментом для первого пика при  $E_x = (14,8 \pm 0,3)$  МэВ. Теория также указывает на возбуждение E1 при несколько большей энергии ( $E_x = 21$  МэВ). Действительно, экспериментально обнаруживается второй пик, расположенный при  $E_x = (23,8 \pm 0,9)$  МэВ. Мы интерпретируем появление двух пиков как изотопическое расщепление дипольного гигантского резонанса.

Рассмотрим подробнее возбуждение E2 в ядре  $^{124}\text{Sn}$ . На рис. 3 видны три пика с энергиями возбуждения  $E_x = (11,7 \pm 0,5; 16,5 \pm 1,0; 24,9 \pm 0,2)$  МэВ. Первый из них по своему энергетическому положению и ширине согласуется с известными экспериментальными данными для изоскалярного квадрупольного гигантского резонанса (КГР), а третий — с изовекторным КГР. Если бы мы считали второй пик ( $E_x = (16,5 \pm 1,0)$  МэВ) резонансом E2, хотя он по энергетическому положению выпадает из систематики резонансов этого типа, то это привело бы к большому (около 120%) исчерпыванию энергетически взвешенного правила сумм (ЭВПС). Поэтому естественно предположить, что здесь наблюдается монопольный резонанс E0. В этом случае исчерпывание ЭВПС вполне нормальное (78% для E2 и 54% для E0 (см. табл. 1).

Дополнительным аргументом для такого приписывания является энергетическое положение этого пика, которое хорошо согласуется с усредненными экспериментальными данными для резонанса E0 по всей совокупности ядер [21] и с расчетами по оболочечной модели [22].

Для ядра  $^{124}\text{Sn}$  нет теоретических вычислений возбуждения E2, поэтому на рис. 3 приведены расчеты для более легкого ядра  $^{120}\text{Sn}$ , выполненные по теории конечных ферми-систем [19] (штриховые вертикальные прямые) и по методу приближения хаотических фаз (ПХФ) [20] (сплошные вертикальные прямые). Оба теоретических рас-

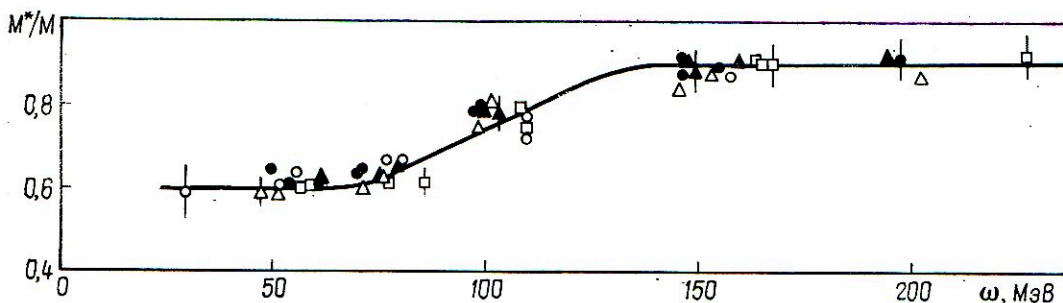


Рис. 4. Зависимость коэффициента подавления квазиупругого рассеяния электронов на ядрах от энергии, переданной электроном ядру:  
 ● —  $^{90}\text{Be}$ , ▲ —  $^{12}\text{C}$ , ○ —  $^{14}\text{N}$ , △ —  $^{16}\text{O}$ , □ —  $^{27}\text{Al}$ . Кривая проведена через экспериментальные точки визуально.

чета в общем довольно хорошо согласуются между собой и с экспериментом. Возбуждения E3 во всем исследованном интервале исчерпывают около 40% общего ЭВПС, причем половина этой величины исчерпывается низколежащими состояниями. Относительно октупольного резонанса имеется мало сведений, но приведенное в работе [17] положение  $E_x = 50 A^{-1/3}$  и  $105 A^{-1/3}$  МэВ хорошо совпадает с нашими результатами. Теоретические расчеты по ПХФ [23] дают положение изоскалярного ( $T_\gamma = 0$ ) ОГР  $E_x = (70-82 \text{ МэВ}) A^{-1/3}$  и изовекторного ( $T_\gamma = 1$ )  $E_x = (135-158 \text{ МэВ}) A^{-1/3}$ , что значительно отличается от экспериментальных данных. Таким образом, если теоретическое рассмотрение, основанное на ПХФ, приводит к удовлетворительному согласию для дипольного и квадрупольного резонансов, то для октупольного резонанса оно является плохим приближением и требуется рассмотрение более реалистических моделей.

Отметим далее, что в ядрах  $^{64}\text{Zn}$  и  $^{124}\text{Sn}$  достаточно отчетливо наблюдается и гексадекапольный резонанс E4 (ГГР) при энергии 12,9 и 25,4 МэВ в  $^{64}\text{Zn}$  и при 12,4 МэВ в  $^{124}\text{Sn}$ . Хотя исчерпывание ЭВПС для этого резонанса не очень большое (примерно 5%), тем не менее, учитывая возможность существования других ветвей резонансов высших мультипольностей (теория предсказывает существование двух ветвей для резонансов E2 и E3 и трех для резонанса E4) при больших энергиях возбуждения, нет оснований сомневаться в его существовании.

**Исследование структуры атомных ядер методом квазиупругого рассеяния электронов.** Реакции квазиупругого рассеяния частиц высоких энергий на ядрах с регистрацией в конечном состоянии как только рассеянной частицы (процессы типа  $(e, e')$ ,  $(p, p')$ ), так и двух частиц в совпадении (процессы типа  $(e, e'p)$ ,  $(p, 2p)$ ), являются уникальными источниками информации о структуре исследуемых ядер. С точки зрения теоретической интерпретации предпочтительней изучать реакции, вызванные быстрыми электронами —  $(e, e')$  и  $(e, e'p)$ . При параллельном изучении процессы  $(e, e')$  и  $(e, e'p)$  взаимно дополняют и обогащают друг друга.

Изучение квазиупругого рассеяния дает возможность выбирать наиболее реалистические ядерные модели, определять параметры оболочечной структуры, изучать механизм взаимодействия в конечном состоянии, получать данные о характере ядерных сил и распределения протонов в ядре по импульсам.

Систематические исследования квазиупругого рассеяния электронов высоких энергий на ядрах начаты в Харькове в 1966 г. [24]. Экспериментальная аппаратура разработана для изучения широкого круга процессов взаимодействия электронов и фотонов высоких энергий с ядрами и нуклонами. Основу ее составляют два магнитных спектрометра, имеющие высокую разрешающую способность (0,2%) при большой светосиле (2 и 8 мср) и позволяющие детектировать частицы в широком интервале импульсов (150–2000 МэВ/c)

Рис. 5. Зависимость сечения реакции ( $e, e'p$ ) от энергии отделения протона.

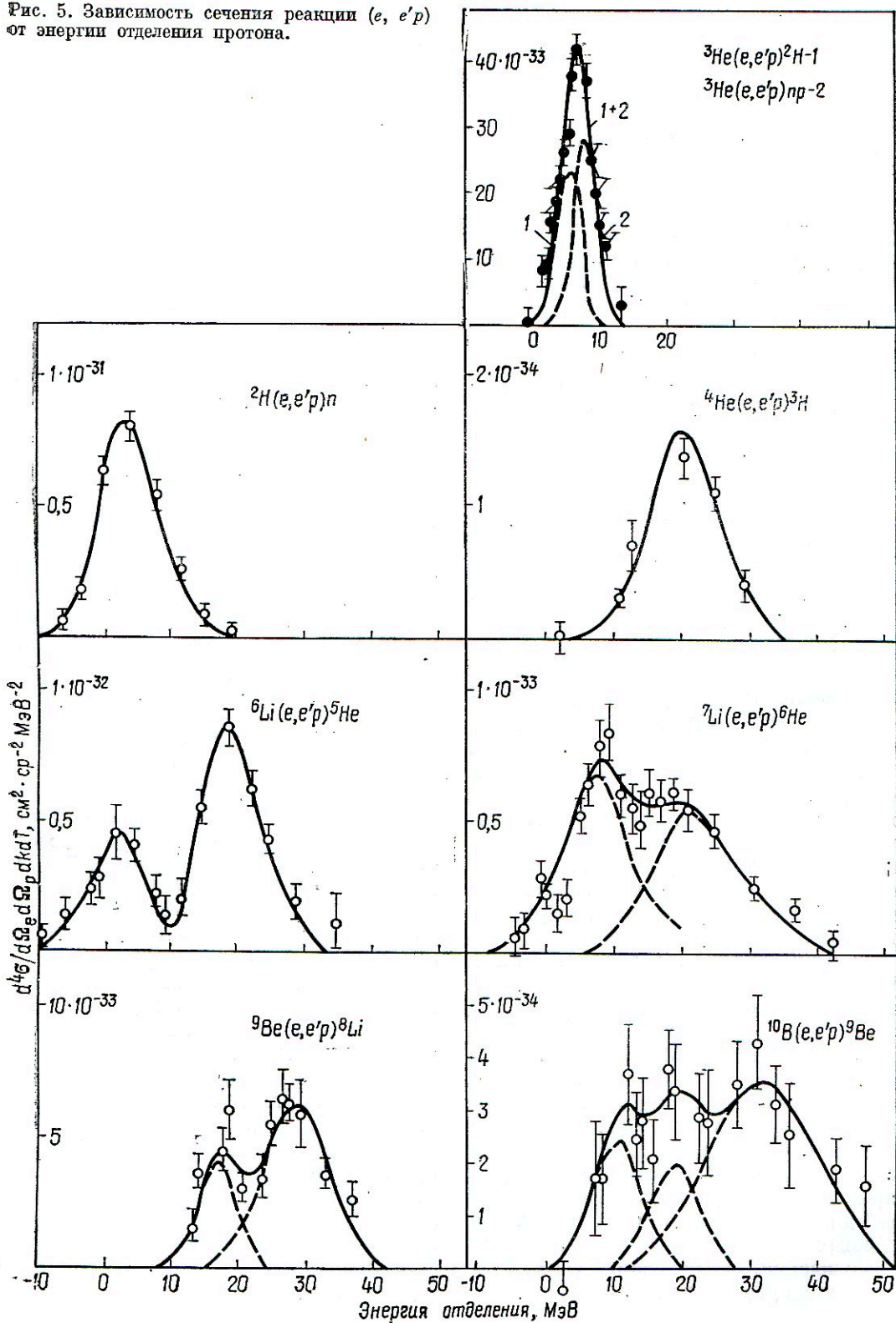


ТАБЛИЦА 3

Реакция	s-оболочка		p-оболочка		$\langle r^2 \rangle_{\text{кв.упр}}^{1/2}$ , фм	$\langle r^2 \rangle_{\text{упр}}^{1/2}$ , фм
	E, МэВ	$P_0$ , МэВ/с	E, МэВ	$P_0$ , МэВ/с		
${}^2\text{H} (e, e'p)$	2	50	—	—	—	2,1
${}^4\text{He} (e, e'p){}^3\text{H}$	$20 \pm 1$	$131 \pm 7$	—	—	1,61	1,63
${}^6\text{Li} (e, e'p){}^5\text{He}$	$20 \pm 1$	$108 \pm 9$	$4 \pm 1$	$50 \pm 5$	$4,0 \pm 0,5$	2,56
${}^7\text{Li} (e, e'p){}^6\text{He}$	$22 \pm 1$	$100 \pm 9$	$9 \pm 1$	$70 \pm 5$	$3,2 \pm 0,5$	2,4
${}^9\text{Be} (e, e'p){}^8\text{Be}$	$28,7 \pm 1$	—	$17 \pm 1$	—	—	2,5
${}^{10}\text{B} (e, e'p){}^9\text{Be}$	$31 \pm 4$	—	$18,9 \pm 3,3$	—	—	2,4
			$10,4 \pm 1,8$	—	—	
${}^3\text{He} (e, e'p)d$	5,5	72,2	—	—	—	1,95
${}^3\text{He} (e, e'p)np$	7,7	72,2	—	—	—	1,95

и углов вылета из мишени. С помощью магнитных спектрометров в сочетании с многоканальными счетчиками и наносекундной логической электроникой можно проводить энергетический анализ, измерять угловые и временные корреляции продуктов реакции.

Несмотря на большое число работ, выполненных в различных ядерных центрах по исследованию процесса  $(e, e')$ , основной объем экспериментальной информации получен в Харькове [25]. На большой группе ядер (от  ${}^2\text{H}$  до  ${}^{40}\text{Ca}$ ) были измерены абсолютные значения сечений квазиупругого рассеяния электронов с энергией 500—1400 МэВ в диапазоне углов рассеяния ( $16-60^\circ$ ) и переданных энергий 0—300 МэВ. Показано, что для успешного описания экспериментальных спектров в широком диапазоне квадратов переданных импульсов  $q^2 = (2-10)$  фм<sup>-2</sup> на всех измеренных ядрах необходимо по аналогии с процессом  $(e, e'p)$  принимать во внимание подавление  $D_0$  сечения, связанное с взаимодействием частиц в конечном состоянии. При этом получающиеся из квазиупругого рассеяния  $(e, e')$  параметры волновой функции  $p_0$  основного состояния ядра оболочечной модели с осцилляторным потенциалом очень близки к параметрам, получающимся из упругого рассеяния (табл. 2).

Информация о структуре ядра, получаемая из квазиупругого рассеяния электронов, существенно зависит от правильного учета различных эффектов, проявляющихся в этом процессе.

Интерпретация экспериментальных данных для легких ядер, особенно для такого легкого ядра, как  ${}^4\text{He}$ , может значительно зависеть от поправки на движение центра масс ядра мишени. Метод внесения этой поправки при расчете упругих формфакторов известен давно и приводит к более узкому пространственному распределению нуклонов по сравнению с вычисленным по оболочечной модели без учета движения центра масс. С использованием процедуры выделения центра масс ядра [26] показано [27], что импульсное распределение нуклонов также более узко, чем это следует из оболочечной модели, хотя на первый взгляд это противоречит принципу неопределенностей. После внесения поправки на движение центра масс оказалось, что и упругое и квазиупругое рассеяние электронов на ядре  ${}^4\text{He}$  (табл. 2) описывается оболочечной моделью с одним и тем же осцилляторным параметром.

Другим эффектом, важным для интерпретации данных по квазиупругому рассеянию, является взаимодействие нуклона отдачи с остаточным ядром в конечном состоянии (ВКС), которое может приводить к значительному подавлению сечения квазиупругого рассеяния электронов. Влияние ВКС на сечение квазиупругого рассеяния удобно характеризовать коэффициентом подавления, представляющим отношение экспериментального сечения к теоретическому, не учитывающему ВКС в максимуме квазиупругого спектра.

Зависимость коэффициента подавления от переданной электроном энергии

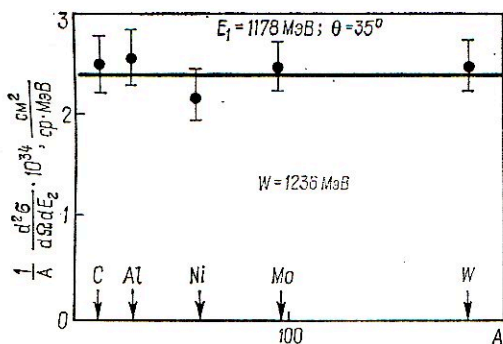


Рис. 6. Сечение электрообразования пионов на один нуклон в максимуме спектра неупруго-рассеянных электронов.

$\omega$  для ряда ядер [28] показана на рис. 4. При вычислении коэффициентов подавления теоретические сечения рассчитывались в плосковолновом приближении с учетом эффекта движения центра масс. Параметры осцилляторной модели, которая использовалась при расчетах, взяты из результатов упругого рассеяния электронов на ядрах. Как видно из рис. 4, при больших переданных импульсах, или, что то же самое, переданных энергиях, экспериментальные данные показывают согласие с плосковолновым приближением, что выражается в наличии плато  $D \approx 1$  при  $\omega > 120$  МэВ. Неожиданными и весьма интересными результатами наших экспериментов оказались те, что свидетельствуют о появлении второго плато при  $\omega < 80$  МэВ, которое ранее не наблюдалось.

Пери и Бак [29] изучали рассеяние нейтронов ядрами и показали, что получающийся из эксперимента зависящий от энергии потенциал  $V_{loc}(E)$  можно заменить *эквивалентным* ему нелокальным потенциалом. При этом если оба потенциала приводят к одинаковому рассеянию нуклона, то волновые функции в этих потенциалах связаны соотношением  $\psi_{nonloc} = P\psi_{loc}$ ,  $P = (1 - \partial V_{loc}/\partial E_h)^{1/2}$  — фактор Пери. Де Форест [28] показал, что такое изменение волновой функции должно приводить к уменьшению сечения квазиупругого рассеяния электронов на фактор  $P^2$  (эффект Пери). Зависимость коэффициента подавления сечения квазиупругого рассеяния должна быть про-

порциональна величине

$$D(E_h) = P^2 = 1 - \partial \text{Re } V_{loc} / \partial E_h,$$

где  $E_h (\approx \omega)$  — энергия выбиваемого нуклона.

Если интерпретировать наблюдаемую в работе [28] зависимость коэффициента подавления от энергии выбиваемого нуклона как проявление эффекта Пери, то из этих данных (рис. 4) следует, что до энергии протонов около 70—80 МэВ существует линейная зависимость потенциала  $V(E_h) = V_0 + 0,4E_h$ , а при больших энергиях потенциал не зависит от энергии нуклона.

Отметим, что экспериментальные значения коэффициентов подавления (рис. 4) указывают на одинаковую энергетическую зависимость оптического потенциала для различных ядер, несмотря на то что исследовались весьма легкие ядра от  ${}^9\text{Be}$  до  ${}^{27}\text{Al}$ , для которых можно было бы ожидать больших отклонений. Коэффициент подавления связан с эффективной массой нуклона  $M^*$  ( $D = M^*/M$ ,  $M$  — масса свободного нуклона) и поэтому данные по квазиупругому рассеянию приводят к значению эффективной массы нуклона  $M^* = 0,7M$ , близкому используемому в теории ядерной материи.

Изучение реакций  $(e, e'p)$  в Харькове начато в 1972 г. [30]. Типичные зависимости сечения реакции от энергии отделения протона показаны на рис. 5.

Сложная структура (особенно для  ${}^{10}\text{B}$ ) [31] определяется тем, что конечные ядра могут оставаться не только в основном, но и в возбужденных состояниях. В спектрах по энергии отделения протона для  ${}^2\text{H}$  ( $e, e'p$ ) и  ${}^4\text{He}$  ( $e, e'p$ )  ${}^3\text{H}$  наблюдается по одному пику, что соответствует единственному энергетическому состоянию конечных ядер.

Для ядра  ${}^3\text{He}$  наблюдается один пик, но значительно шире, чем экспериментальное энергетическое разрешение (4 МэВ) и соответствует двум конечным состояниям — дейтрону и паре  $(np)$ , которые различаются энергиями отделения протона отдачи (соответственно 5,5 и 7,7 МэВ).

В случае ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$  конечные ядра при вырывании протона из  $p$ -оболочки образуются в основном, а из  $s$ -оболочки — в высоковозбужденном состоянии, что можно усмотреть из появления двух пиков в энергетическом спектре реакции. Расшифровка энергетического спектра реакции  ${}^{10}\text{B}(e, e'p)$  показывает два дырочных состояния конечного ядра  ${}^9\text{Be}$ , одно из которых возбуждается при выбивании протона из  $p$ -оболочки (пик при энергии около 32 МэВ) ядра  ${}^{10}\text{B}$ . Результаты исследований приведены в табл. 3.

Как видно из таблицы, осцилляторный параметр для ядра  ${}^4\text{He}$  одинаков как в случае упругого, так и квазиупругого рассеяния ( $e, e'p$ ). Это же значение параметра получается и для квазиупругого рассеяния ( $e, e'$ ). Более того, коэффициенты подавления, измеренные в реакциях  ${}^4\text{He}(e, e')$  и  ${}^4\text{He}(e, e'){}^3\text{H}$ , также близки. Вместе с тем имеются значительные расхождения между значениями среднеквадратичных радиусов (или осцилляторных параметров) для ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , причина которых пока не ясна.

**Электрообразование пионов.** Исследование электрообразования пионов на ядрах начато в ХФТИ в 1968 г. [32]. Впервые установлено (на ядре  ${}^{12}\text{C}$ ), что существует резонанс, соответствующий электровозбуждению изобары  $\Delta_{1236}$  на отдельных нуклонах. В последующих измерениях [33] было установлено, что на ряде более тяжелых ядер ( $\text{Al}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Mo}$ ,  $\text{W}$ ) также наблюдается максимум, соответствующий электрообразованию изобары  $\Delta_{1236}$ . Оказалось, что сечение в максимуме электрообразования, деленное на массовое число (рис. 6), в пределах ошибок для всех ядер постоянно. Это свидетельствует об одинаковом механизме электрообразования пионов на легких и тяжелых ядрах.

Дальнейшее более точное изучение электрообразования пионов на ядрах и теоретические расчеты этого процесса смогут дать важную информацию о волновой функции ядра на малых межнуклонных расстояниях и об обменных мезонных токах.

1. Hofstadter R. — Rev. Mod. Phys., 1956, 28, p. 214—252.
2. Афанасьев Н. Г., Старцев В. И., Смелов Е. М. и др. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, 30, с. 371—377.
3. Афанасьев Н. Г., Шевченко Н. Г., Савицкий Г. А. и др. — ЯФ, 1968, 8, с. 1112—1117.
4. Аллазов Г. Д. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, 42, с. 2218—2233.
5. Литвиненко А. С., Шевченко Н. Г., Афанасьев Н. Г. и др. — ЯФ, 1972, 15, с. 1104—1108.
6. Шевченко Н. Г. — Вопр. атом. науки и техники. Сер. физ. высоких энергий и атом. ядра, 1973, № 6, с. 57—59.
7. Frosh R. F. — Phys. Rev., 1968, 174, p. 1380—1399.
8. C. de Vrie. — Rencontres de Saclay 8—12 Sept. 1975, p. 485—488, C. E. N., Saclay, 1975, p. 485—488.
9. Инопин Е. В., Гончар В. Ю., Куприков В. И. — ЯФ, 1976, 24, с. 40—43.
10. Uberall H. Electron scattering from complex nuclei. — New York — London, Acad. press, 1981. — 468 p.
11. Лихачев В. П., Афанасьев Н. Г., Немашкало А. А. и др. — ЯФ, 1976, 23, с. 498—502.
12. Lapicaz L., Dieperink A. E. L., Vox G. — Nucl. Phys. A, 1973, 203, p. 609—626.
13. Афанасьев Н. Г., Афанасьев В. Д., Буки А. Ю. и др. — ЯФ, 1970, 12, с. 885—890.
14. Мигдал А. Б. — ЖЭТФ, 1945, 15, с. 81—88.
15. Gulkarov I. S., Afanasyev N. G., Savitsky G. A. et al. — Phys. Lett. B, 1968, 27, p. 417—419.
16. Савицкий Г. А., Немашкало А. А., Хаастунов В. М. Исследование гигантских мультипольных резонансов в ядрах. — Харьков, 1976. — 45 с. (Препринт / ХФТИ; № 76—16).
17. Pitthah R., Walcher Th. — Phys. Lett. B, 1974, 36, p. 563—564.
18. Хаастунов В. М., Березовой В. П., Немашкало А. А. и др. Программа и тезисы докл. XXV Совец. по ядер. спектроскопии и структуре ядра — Л., 1973, с. 401.
19. Борзов И. Н., Камерджиев С. П.  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $M_1$ -резонанс в сферических ядрах. 1975. — 65 с. (Препринт / ФЭИ; № 580).
20. Solowiev V. G., Stoyanov Ch., Valovin A. Y. Preprint JINR F4-10397, Dubna, 1977.
21. Борзов И. Н., Камерджиев С. П. — Изв. АН СССР, Сер. физ., 1977, 41, 4—11.
22. Berger R. — В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. М.: Наука, 1976, с. 206—221.
23. Семенко Н. Ф. Гигантские мультипольные резонансы в ядрах. — М., 1976. — (Препринт / ФИ АН СССР; № 72).
24. Афанасьев Н. Г., Гольдштейн В. А., Аркатов И. М. и др. — Приборы и тех-

- ника эксперимента, 1968, № 3, с. 30—34.
25. Афанасьев Н. Г., Аркатов И. М., Власенко В. Г. и др. Сечения квазиупругого рассеяния электронов ядрами  ${}^6\text{Li}$ ;  ${}^7\text{Li}$ .— Харьков, 1974.— 61 с. (Препринт / ХФТИ; № 74—7).
  26. Ernst D. I. et al.— Phys. Rev. C — Nucl. Phys., 1973, 7, p. 925—928.
  27. Дементий С. В., Огурцов В. И., Шебеко А. В., Афанасьев Н. Г.— ЯФ, 1975, 22, с. 13—20.
  28. Огурцов В. И., Дементий С. В., Афанасьев Н. Г.— Вопр. атом. науки и техники. Сер. физ. высоких энергий и атом. ядра, 1976, № 2, с. 58—59.
  29. Regu F. G., Visk V. A.— Nucl. Phys. A, 1963, 32, p. 353—380.
  30. Антупьев Ю. П., Агранович В. Л., Кузьменко В. С., Сорокин П. В.— Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, с. 79—81.
  31. Гольдштейн В. А., Афанасьев Н. Г., Власенко В. Г. и др.— Вопр. атом. науки и техники. Сер. физ. высоких энергий и атом. ядра, 1976, № 1, с. 41—42.
  32. Титов Ю. И., Степула Е. В., Афанасьев Н. Г. и др.— УФЖ, 1970, 15, с. 257—265.
  33. Титов Ю. И., Степула Е. В., Афанасьев Н. Г. и др.— ЯФ, 1970, 11, с. 260—265.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ  
С АДРОНАМИ**

Семидесятые годы в физике высоких энергий отмечены рядом больших открытий, которые коренным образом изменили представления о структуре элементарных частиц, о фундаментальных составляющих материи и законах, определяющих взаимодействие между этими составляющими.

Создана новая теория — квантовая хромодинамика (КХД), претендующая на почетную роль теории сильных взаимодействий. Представляется, что сильновзаимодействующие частицы состоят из кварков, которые взаимодействуют в результате обмена глюонами. Кварки и глюоны в свободном состоянии до настоящего времени не обнаружены, однако их свойства довольно хорошо изучены и сейчас мало кто сомневается в их существовании.

С помощью КХД удалось описать широкий круг явлений, происходящих при взаимодействии элементарных частиц высоких энергий, когда, по-видимому, выполняется принцип асимптотической свободы кварков на малых расстояниях.

К сожалению, современная теория пока еще не в состоянии описать свойства адронов и их взаимодействия при малых энергиях. Еще не существует количественного метода, который позволил бы на основе КХД вычислить спектр адронов и понять закономерности их взаимодействия.

В связи с этим одной из фундаментальных задач современной физики является выяснение вопроса: какое от-

ношение имеет КХД к наблюдаемым в природе элементарным частицам и, по-видимому, связанного с ним вопроса — почему кварки и глюоны не наблюдаются в свободном состоянии. КХД на современном этапе своего развития приводит к ограниченному числу конкретных предсказаний в области малых энергий. Поэтому сейчас создается много кварковых моделей, в которых учитываются те или иные представления КХД. С помощью этих моделей делаются попытки описать свойства существующих адронов, предсказать новые частицы.

Современные кварковые модели довольно успешно описывают большое количество экспериментальных данных о массах, возбужденных состояниях, амплитудах радиационного распада, фоторождения известных двух- и трехкварковых состояний.

Кроме этого все модели предсказывают существование богатого спектра новых адронов, состоящих из четырех, пяти, шести и т. д. кварков. Такие состояния называются экзотическими. Конкретные свойства этих состояний зависят от предположений данной теоретической модели, однако все они предсказывают существование новых состояний в области значений масс 2—3 ГэВ. В настоящее время существование таких состояний в природе не установлено.

По спектру состояний таких систем можно, в частности, определить статистику кварков, проверить следствия



дуальности, получить новые сведения об особенностях взаимодействия кварков на относительно больших расстояниях — порядка  $10^{-13}$  см.

Таким образом, экспериментальная проверка свойств обычных адронов, предсказываемых кварковыми моделями, поиск и исследование экзотических состояний имеют фундаментальное значение для современной физики элементарных частиц.

Наличие большого числа теоретических моделей, предлагаемых для описания тех или иных явлений, естественно требует таких экспериментальных данных, сравнение с которыми вело бы к однозначным выводам о степени соответствия теории и эксперимента. К таким данным, прежде всего, относятся амплитуды изучаемых процессов, и их определение из наблюдаемых на опыте величин является первостепенной задачей экспериментальной физики частиц.

В связи с этим физика элементарных частиц уже давно поставила перед экспериментаторами задачу однозначного, модельно-независимого определения амплитуд процессов, или, как часто говорят, задачу «полного опыта». В экспериментальном плане это очень сложная задача. Только в последнее время намечились реальные возможности проведения полного опыта для некоторых реакций.

Удобными процессами для изучения свойств нуклонных резонансов, поиска экзотических состояний являются процессы взаимодействия фотонов и электронов с нуклонами и легчайшими ядрами.

В ХФТИ экспериментальные исследования по физике элементарных частиц проводятся на линейном ускорителе электронов с энергией до 2 ГэВ. С помощью такого ускорителя имеется возможность возбуждать адронные состояния с массой до 3 ГэВ, т. е. исследовать именно ту область, где современные кварковые модели дают много предсказаний, нуждающихся в экспериментальной проверке.

Простейшим процессом адронного взаимодействия фотона является одиночное рождение мезонов на нуклоне  $\gamma N \rightarrow$

$\rightarrow pN$ . Для однозначного определения амплитуд этого процесса необходимо при фиксированных значениях угла и энергии измерить девять независимых величин — наблюдаемых.

Для получения таких данных необходимы опыты с использованием поляризованных фотонов, поляризованных мишеней, опыты, в которых измерялась бы поляризация вторичных частиц.

Для проведения таких экспериментов в ХФТИ создан комплекс установок: магнитные спектрометры с многоканальными системами регистрации частиц и соответствующей электроникой, связанной с ЭВМ; мишени с жидким водородом, дейтерием, гелием; пучок поляризованных и квазимонохроматических фотонов; мишень поляризованных протонов, дейтронов; установка для измерения поляризации вторичных протонов.

В результате созданы уникальные возможности исследований, которыми в настоящее время не располагает ни одна лаборатория в мире. Эти возможности практически обеспечивают постановку «полного опыта» в фоторождении мезонов. Эти методики открывают также широкие возможности для поиска и исследования мультибарионных, многокварковых состояний.

Результаты исследований по физике элементарных частиц, полученные до 1977 г., изложены в обзоре [1]. В настоящей статье приведены основные результаты последних лет, полученные В. Б. Ганенко, В. Г. Горбенко, А. И. Деревчинским, А. Я. Деркачом, Ю. В. Желобовским, А. А. Зыбаловым, И. М. Карнауховым, Л. Я. Колесниковым, О. Г. Коновловым, А. А. Луханиным, И. И. Мирошниченко, А. С. Омеланенко, А. Л. Рубашкиным, В. М. Саниным, Е. А. Споровым, Ю. Н. Телегиным, А. Э. Тенишевым, С. В. Шалацким и др., а также коллективом под руководством В. А. Вишнякова и В. М. Кобезского.

Фоторождение  $\pi^+$ - и  $\pi^0$ -мезонов на поляризованных протонах линейно-поляризованными  $\gamma$ -квантами с энергиями 280—420 МэВ. В последние годы выполнен ряд мультипольных анализов (ЭНМА) процессов одиночного фото-

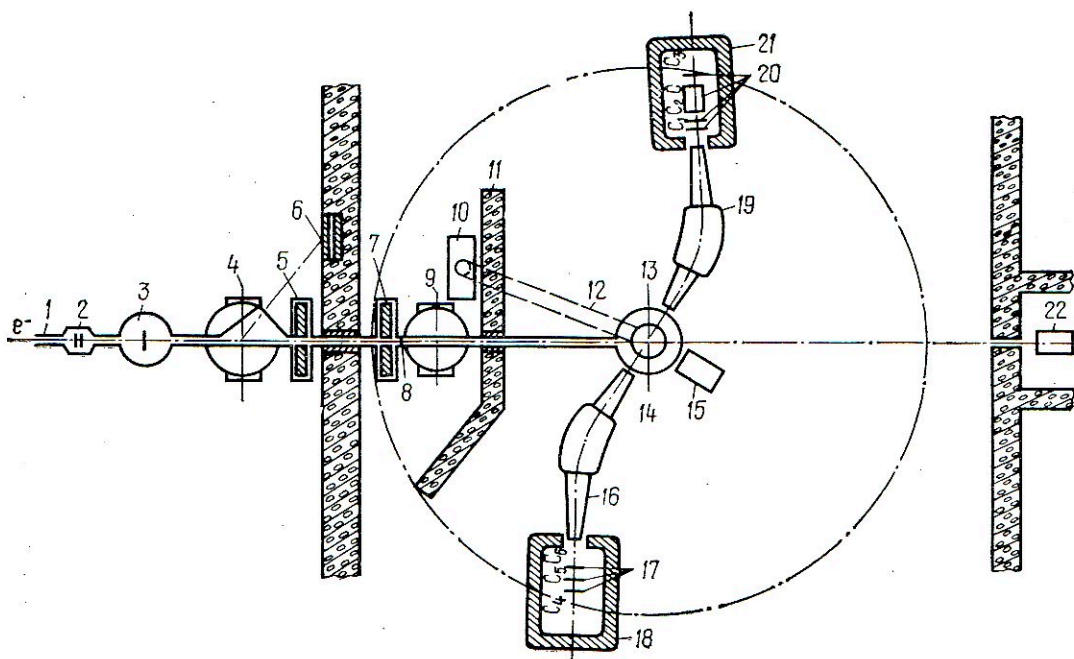


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — электропровод ускорителя; 2 — монитор вторичной эмиссии; 3 — гониометр; 4 — спектрометр вторичных электронов; 5, 7 — фотонные коллиматоры; 6 — молибден; 8 — вакуумная разделительная фольга; 9 — очищающий магнит; 10, 12 — газовый пульт и системы откачки  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ ; 11 — локальная защита очищающего магнита; 13 — камера поляризованной протонной мишени; 14 — криостат; 15 — системы СВЧ-накачки и измерения поляризации; 16, 19 — магнитные спектрометры; 17, 20 — телескопы счетчиков; 18, 21 — защита спектрометров; 22 — квантометр Вильсона.

рождения пионов на протонах в области первого пион-нуклонного резонанса [2—5]. Эти анализы основывались, главным образом, на экспериментальных данных о дифференциальных сечениях  $d\sigma/d\Omega$  и асимметрии сечения на поляризованном пучке фотонов  $\Sigma$ . Характерной особенностью этих анализов являются многозначность решений и нерегулярное поведение нерезонансных амплитуд вблизи пика  $P_{33}$ -резонанса. Исследования показали [2—5], что основными причинами этих особенностей являются неполнота имеющегося набора экспериментальных данных и их взаимная несовместимость, связанная с наличием систематических ошибок в результатах различных экспериментов.

Таким образом, актуально получение дополнительного набора взаимно непротиворечивых экспериментальных данных (прежде всего, по поляризации нуклона отдачи  $P$  и асимметрии сечения на поляризованной протонной мишени  $T$ ) для реакций  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  и  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ .

Как следует из рассмотрения процесса фотообразования пионов на нуклонах [6], одновременное использование линейно-поляризованного фотонного пучка и поляризованной протонной мишени с направлением вектора поляризации протонов перпендикулярно плоскости реакции дает возможность получить в одном эксперименте три поляризационные наблюдаемые  $\Sigma$ ,  $P$  и  $T$ . Подобный эксперимент проведен в Даресбури [7] в области энергий фотонов  $E_\gamma > 520$  МэВ.

В ХФТИ впервые измерены поляризационные параметры  $\Sigma$ ,  $P$  и  $T$  в реакциях  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  и  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  для энергии фотонов  $E_\gamma = 280 \div 420$  МэВ в интервале углов вылета пиона в с. ц. и.  $\theta_\pi^* = 30 \div 150^\circ$  [8].

*Экспериментальная методика.* Измерения проведены на поляризованной протонной мишени (ППМ) и линейно-поляризованном фотонном пучке линейного ускорителя электронов на 2 ГэВ ХФТИ (рис. 1).

Пучок линейно-поляризованных фотонов получался в результате когерентного тормозного излучения электронов с энергией 1200 МэВ в монокристалле алмаза толщиной 300 мкм. Методика получения и формирования фотонного пучка описана в работе [9].

Коллимированный и очищенный магнитным полем от заряженных частиц пучок  $\gamma$ -квантов попадал в камеру ППМ. При размерах пучка фотонов  $14 \times 14$  мм средняя интенсивность, измеряемая квантометром Вильсона, составляла  $2 \cdot 10^9$  экв. кв./с.

Для определения степени поляризации фотонного пучка использовалась разработанная в ХФТИ методика, основанная на измерении ориентационных зависимостей выхода интенсивности регистрируемых частиц из водородной мишени [9].

Величина поляризации фотонов  $P_\gamma$  изменялась в пределах 50—65% в исследуемом интервале энергий. Относительная ошибка измерения  $\Delta P_\gamma/P_\gamma$  составляла 1—3%.

Протонная поляризованная мишень, описанная в работе [10], создавалась методом динамической поляризации ядер в магнитном поле напряженностью 2,7 Т и однородностью  $2 \cdot 10^{-4}$ , которое получалось с помощью сверхпроводящих катушек Гельмгольца.

Для охлаждения мишени применялся криостат непрерывного потока  ${}^4\text{He}$  —  ${}^3\text{He}$ , обеспечивающий полезную рассеиваемую мощность 200 МВт при температуре 0,5 К. Динамическая накачка поляризации осуществлялась с помощью СВЧ генератора 4-миллиметрового диапазона.

В качестве рабочего вещества мишени использовался пропилен-гликоль со стабильным радикалом  $\text{Cr}^{\text{V}}$ , приготовленный в виде шариков диаметром примерно 15 мм. Контейнер из фторпластовой пленки размером  $20 \times 20 \times 20$  мм с рабочим веществом помещался в отросток криостата  ${}^3\text{He}$ . Величина поляризации протонов в атомах водорода в мишени измерялась методом ЯМР и составляла около 75% в пределах точности измерения  $\pm 6\%$ .

Созданная поляризованная мишень дает возможность проводить измере-

ния в широком интервале углов вылета продуктов реакций, быстро заменять рабочее вещество без нарушения режима работы криостата, заполнять отросток криостата жидким водородом.

Реакция  $\gamma p \rightarrow N\pi$  изучалась методом одного плеча — регистрировался только  $\pi^+$ -мезон или протон. Анализированные по импульсу магнитными спектрометрами нужные частицы регистрировались телескопами сцинтилляционных счетчиков. Измерения проводились спектрометрами для двух углов одновременно. Для исключения фона от позитронов использовался пороговый черенковский счетчик.

*Определение поляризационных параметров  $\Sigma$ ,  $P$  и  $T$  в двойном поляризационном эксперименте.* Сечение процесса рождения пионов линейно-поляризованными фотонами на нуклонах, поляризованных перпендикулярно плоскости реакции, можно представить в следующем виде [6]:

$$d\sigma/d\Omega = d\sigma^0/d\Omega [1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\Phi + P_y T - P_\gamma P_y P \cos 2\Phi], \quad (1)$$

где  $d\sigma^0/d\Omega$  — сечение процесса с неполяризованными частицами;  $P_\gamma$  и  $P_y$  — величины поляризаций соответственно фотонов и протонов;  $\Phi$  — угол между вектором поляризации фотонов и направлением вектора поляризации протонов совпадает с направлением вектора нормали к плоскости реакции  $n = [kq]$  ( $k$  и  $q$  — импульсы фотона и пиона).

Детальный анализ кинематики реакций показывает, что для одновременного определения параметров  $\Sigma$ ,  $P$  и  $T$  в дважды поляризационном эксперименте с регистрацией одной частицы недостаточно проводить измерения только на поляризованной мишени. Это связано с наличием большого фона от различных излучений, возникающих в результате фотоядерных реакций на сложных ядрах, которые входят в состав рабочего вещества мишени. С целью преодоления этих трудностей в ХФТИ разработана эффективная методика определения параметров  $\Sigma$ ,  $P$  и  $T$ . Она предусматривает измерение интенсив-

ности частиц при различных взаимных ориентациях векторов поляризации протонов мишени и  $\gamma$ -квантов на жидководородной мишени.

Наибольшую трудность при исследовании реакций  $\gamma p \rightarrow N\pi$  с использованием пучка когерентного тормозного излучения представляет учет вкладов от реакций парного рождения пионов  $\gamma p \rightarrow N\pi\pi$ . В опытах «одного плеча» этот вклад можно только рассчитать, при этом необходимы надежные данные о фоновых процессах. Такие расчеты были выполнены, а их надежность подтверждена измерениями  $T$ -асимметрии в реакции  $\gamma p \rightarrow \pi\pi^+$  для фотонов с энергией 400 МэВ при максимальной энергии тормозного излучения 550 МэВ, где фоновые реакции не могли дать вклада в измеряемую величину.

В результате проведенных экспериментов впервые получены систематические данные о трех поляризационных параметрах  $\Sigma$ ,  $P$  и  $T$  для реакций  $\gamma p \rightarrow \pi^+n$  и  $\gamma p \rightarrow \pi^0p$  при энергии фотонов 280–420 МэВ. В настоящее время они являются основными данными в мировой литературе о поляризационных наблюдаемых в исследованной области энергий.

Угловые зависимости поляризационных параметров для реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^+n$  при энергиях фотонов 360 и 420 МэВ показаны на рис. 2; данные для реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^0p$  — на рис. 3.

Сравнение полученных данных с энергезависимым анализом показывает, что ни один из этих анализов не описывает всю совокупность новых экспериментальных данных.

На основании полученных экспериментальных данных в ХФТИ выполнен новый энергонезависимый анализ, в результате которого были впервые найдены единственные решения для мультипольных амплитуд  $S$  и  $P$  реакций  $\gamma p \rightarrow \pi N$  во всем исследованном интервале энергий. При этом возросла точность определения амплитуд, особенно малых.

Благодаря использованию данных ХФТИ единственные значения амплитуд были получены также в канальном анализе реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^+n$  [11].

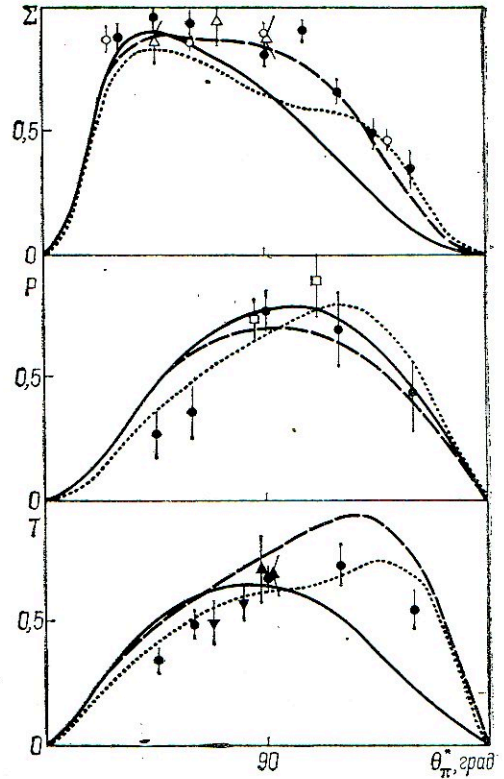


Рис. 2. Угловые распределения параметров  $\Sigma$ ,  $P$ ,  $T$  для реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^+n$  при энергии фотонов 420 МэВ:

●, ○ — ХФТИ; △ — Фраскати (Италия); □ — Бонн (ФРГ); ▲, ▼ — Токио (Япония). Данные взяты из компиляции [34]. Сплошные кривые — результаты расчетов [35], штриховые — [36], пунктирные — [15].

Это дает возможность на новом уровне точности сравнивать мультипольные амплитуды процесса  $\gamma p \rightarrow \pi N$  с различными теориями, определять параметры первого пион-нуклонного резонанса  $\Delta_{33}$ .

Полученные значения мультипольных амплитуд лучше согласуются с теоретическими расчетами, если в дисперсионных соотношениях учесть вклады, обусловленные обменом  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонами [12].

Сравнение фаз резонансной амплитуды  $M_{1\frac{1}{2}}^2$  с соответствующей фазой амплитуды рассеяния пионов на нуклонах позволило получить новую оценку возможного нарушения инвариантности электромагнитных взаимодействий адронов по отношению к обращению времени ( $T$ -инвариантность) в об-

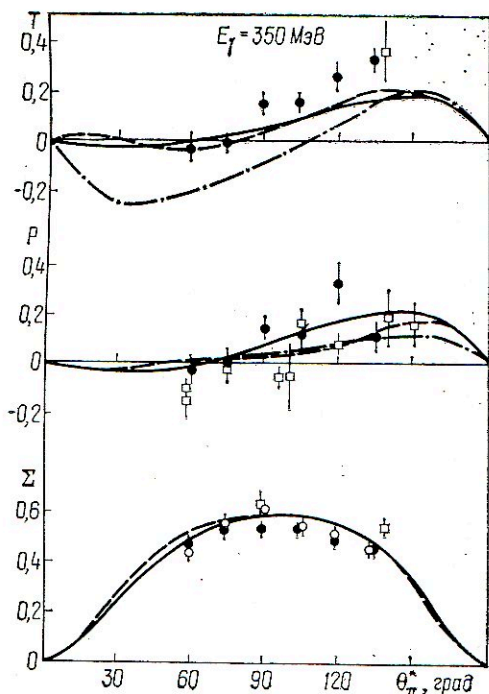


Рис. 3. Угловые распределения параметров  $\Sigma$ ,  $T$ ,  $P$  для реакции  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ :  
 ●, ○ — ХФТИ; □ — данные взяты из компиляции [34]. Сплошные кривые — результаты расчетов [14], штриховые — [15], штрихпунктирные — [5].

ласти резонанса  $\Delta_{33}$ . Вклад амплитуды, нарушающей  $T$ -инвариантность, не превышает 2%.

С помощью релятивистской формулы Брайта — Вигнера были определены резонансные характеристики резонанса  $\Delta_{33}$ : масса  $M_R = 1234,93 \pm 1,38$  МэВ; полная ширина  $\Gamma_R = 131,12 \pm 2,74$  МэВ и радиационная ширина  $\Gamma_\gamma = 0,704 \pm 0,013$  МэВ.

Амплитуды радиационного распада  $\Delta_{33}^+ \rightarrow \gamma$  (в единицах измерения  $10^{-3}$  ГэВ $^{-1/2}$ ) приведены в табл. 1.

Из таблицы видно, что значения радиационных констант, полученные различными авторами из анализа экспери-

ментальных данных, хорошо согласуются между собой. Различные кварковые модели также дают близкие результаты. Однако экспериментальные и теоретические значения констант отличаются в полтора раза. Это отличие, по-видимому, связано с несовершенством кварковых моделей.

В последние годы для описания резонансов все чаще используются не резонансные, а полюсные характеристики, которые определяют положение полюса резонансной амплитуды в комплексной плоскости энергий, так как эти характеристики; очевидно, меньше зависят от теоретических моделей, с помощью которых они определяются. Поэтому именно эти характеристики используются для сравнения с теорией.

С учетом неопределенностей модуля и фазы резонансной амплитуды  $M_{1+}^{3/2}$  значения полюсных характеристик (массы  $M_0$ , полной  $\Gamma_0$  и радиационной  $\Gamma_0^\gamma$  ширин) изменяются в пределах

$$1210,54 \text{ МэВ} \leq M_0 \leq 1212,43 \text{ МэВ},$$

$$103,11 \text{ МэВ} \leq \Gamma_0 \leq 108,65 \text{ МэВ},$$

$$0,533 \text{ МэВ} \leq \Gamma_0^\gamma \leq 0,688 \text{ МэВ}.$$

Полученные оценки полюсных характеристик заметно отличаются от соответствующих резонансных характеристик.

На основе найденных значений координат полюса, сопоставляемого резонансу  $\Delta_{33}^+$ , а также соответствующих величин для резонансов  $\Delta_{33}^{++}$  и  $\Delta_{33}^0$ , определенных в исследованиях  $\pi N$ -рассеяния [18], получены значения разностей масс этих трех резонансных состояний:

$$-2,95 \text{ МэВ} \leq M_0^{\Delta^{++}} - M_0^{\Delta^+} \leq 0,18 \text{ МэВ},$$

$$-3,05 \text{ МэВ} \leq M_0^{\Delta^0} - M_0^{\Delta^+} \leq -0,14 \text{ МэВ},$$

ТАБЛИЦА 1

Амплитуда	MW [14]	MOR [15]	Nadoua [16]	Харьков	Кварковые модели [17]			
					1	2	3	4
$A_{1/2}$	$-140 \pm 6$	$-142 \pm 1$	$-141 \pm 4$	$-145 \pm 1,4$	-108	-102	-103	-94
$A_{3/2}$	$-254 \pm 7$	$-261 \pm 1$	$-256 \pm 3$	$-252 \pm 2,4$	-187	-176	-179	-162

а также значения разностей полных ширин распада этих состояний:

$$-9,47 \text{ МэВ} \leq \Gamma_0^{\Delta^{++}} - \Gamma_0^{\Delta^+} \leq -4,64 \text{ МэВ},$$

$$-3,84 \text{ МэВ} \leq \Gamma_0^{\Delta^0} - \Gamma_0^{\Delta^+} \leq 3,99 \text{ МэВ}.$$

При этом способ определения этих величин одинаков как для мультипольной амплитуды  $M_{1+}$  из реакции  $\gamma p \rightarrow \pi N$ , так и для соответствующей амплитуды  $\pi N$ -рассеяния. Это исключало в определяемых разностях неопределенности, связанные со способом обработки.

Расчеты, основанные на различных теоретических предположениях, приводят к значениям разностей масс [19]

$$-8 \leq M^{\Delta^{++}} - M^{\Delta^+} \leq 2 \text{ МэВ},$$

$$0,8 \leq M^{\Delta^0} - M^{\Delta^+} \leq 2 \text{ МэВ}$$

и ширин [20]

$$-4 \leq \Gamma^{\Delta^{++}} - \Gamma^{\Delta^+} \leq 0 \text{ МэВ},$$

$$0 \leq \Gamma^{\Delta^0} - \Gamma^{\Delta^+} \leq 0,6 \text{ МэВ}.$$

Видно, что точность определения разностей масс, ширин резонансов, а также надежность теоретических расчетов не достаточны, чтобы делать определенные выводы о степени соответствия теории эксперименту. Однако можно заметить, что допустимые значения разности масс  $\Delta^0$  и  $\Delta^+$  резонансов, получаемые из теории и опыта, не перекрываются. Экспериментальные данные о  $M^{\Delta^0} - M^{\Delta^+}$  также противоречат данным о  $M^{\Delta^-} - M^{\Delta^{++}}$  [21].

В настоящее время для проверки кварковых моделей большое значение имеет более точное определение малых амплитуд фоторождения мезонов. В частности, достаточно точное значение ре-

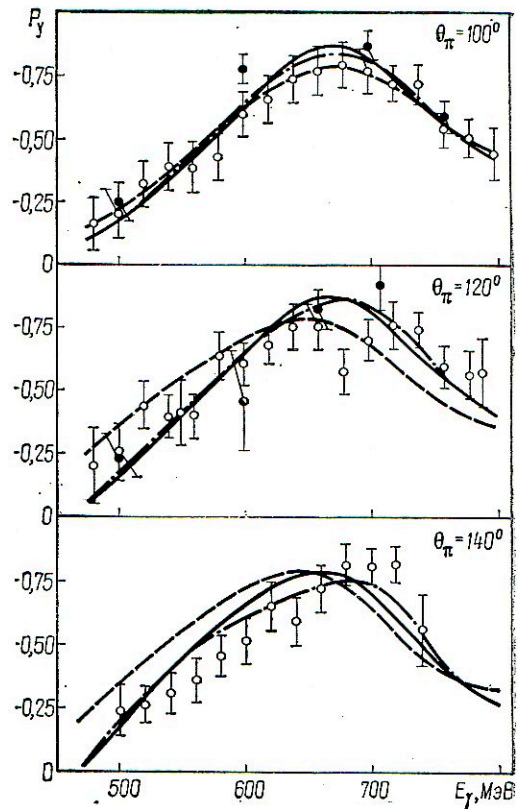


Рис. 4. Энергетические зависимости поляризации протонов в реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ :  $\bullet$ ,  $\circ$  — данные из компиляции [34];  $\circ$  — ХФТИ. Сплошная кривая — результат анализа [14]; штриховая — [24]; штрихпунктирная — решение 1.

зонансной части амплитуды  $E_{1+}^{3/2}$  могло бы иметь для выяснения некоторых особенностей кварк-кваркового взаимодействия такое же значение, как квадрупольный момент дейтрона для понимания нуклон-нуклонного взаимодействия.

Амплитуда  $E_{1+}^{3/2}$  обусловлена электрическими квадрупольными перехода-

ТАБЛИЦА 2

Резонанс	Амплитуда	Данные [14]	Данные ХФТИ			Кварковая модель [17]			
			Решение 1	Решение 2	Решение 3	1	2	3	4
$P_{11}$ (1470)	$A_{1/2}$	$-70 \pm 23$	$-79 \pm 9$	$-79 \pm 9$	$-76 \pm 7$	+27	-5	-24	-20
$D_{13}$ (1510)	$A_{1/2}$	$-6 \pm 6$	$-40 \pm 12$	$-8 \pm 7$	$-14 \pm 5$	-34	+6	-23	-28
	$A_{3/2}$	$165 \pm 1$	$166 \pm 5$	$162 \pm 5$	$163 \pm 5$	109	174	128	95
$S_{11}$ (1535)	$A_{1/2}$	$66 \pm 13$	$29 \pm 8$	$63 \pm 10$	$66 \pm 6$	156	97	147	95

ми (E2). Согласно расчетам [22], ее резонансная часть соответствует квадрупольным распадам  $\Delta_{33}$  резонанса ( $\Delta_{33} \rightarrow N\gamma$ ), вероятность которых определяется тензорными силами. Теоретическая оценка такова:

$$\left(\frac{E_{1+}^{3/2}}{M_{1+}^{3/2}}\right)_{\text{рез}} = -(3,2-5) \times 10^{-3}.$$

Анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных данных об амплитуде  $E_{1+}^{3/2}$  дает величину отношения  $(4 \pm 1) \times 10^{-3}$ , что соответствует теоретической оценке.

**Исследование поляризации протонов в реакции  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ .** Программа «пол-

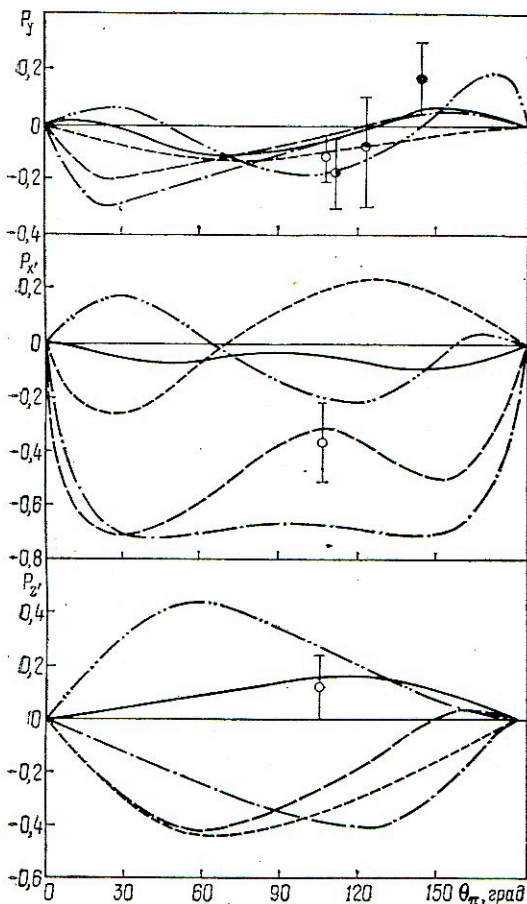
ного опыта» требует измерения поляризации нуклонов отдачи в реакциях фоторождения пионов. В ХФТИ получены новые результаты по измерению поляризации вторичных протонов в реакции  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  в интервале энергий 500—800 МэВ. Впервые на пучке поляризованных фотонов измерены три компоненты вектора поляризации протона  $P_x, P_y, P_z$  при энергии 450 МэВ [23].

*Экспериментальная методика и результаты измерений.* Схема эксперимента аналогична показанной на рис. 1. В камере 13 размещалась жидководородная мишень длиной 20 см. Поляризация вторичных протонов измерялась с помощью рассеяния протонов на углероде в телескопе оптических искровых камер. Телескоп находился в защите на выходе одного из магнитных спектрометров. Он содержал искровую камеру с 42 графитовыми электродами размером  $350 \times 350 \times 7$  мм. Идентификация протонов осуществлялась по значениям импульса, определяемого магнитным спектрометром и пробега в телескопе.

Для вычисления поляризации использовались случаи рассеяния протонов на углероде с энергетическими потерями 10 МэВ. Полученные экспериментальные результаты приведены на рис. 4. Энергонезависимый анализ [14] лучше описывает экспериментальные данные, чем анализ, основанный на дисперсионных соотношениях [24].

В ХФТИ проведен предварительный анализ влияния полученных сведений на параметры нуклонных резонансов, извлекаемых из данных о фоторождении. Для этого из анализа [14] были взяты значения нерезонансного фона и борновские члены, а параметры резонансов  $P_{11}$  (1470),  $D_{13}$  (1510) и  $S_{11}$  (1535), доминирующие в исследованном энергетическом интервале, уточнялись методом минимизации по данным измерений.

Значения радиационных констант спиральных амплитуд для исследованных резонансов приведены в табл. 2 (единица измерения  $10^{-3} \text{ ГэВ}^{-1/2}$ ). Значения найденных констант  $A_{1/2}$  и  $A_{3/2}$  для резонансов  $P_{11}$  (1470) и  $D_{13}$  (1510)



Фиг. 5. Составляющие  $P_x, P_y$  и  $P_z$  вектора поляризации протонов в реакции  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  при  $E_\gamma = 450$  МэВ:

○ — результаты настоящей работы; ● — результаты работы [23]; ○ и ● — данные работ соответственно [25, 26]; —, —, —, — — решения энергетически независимого мультипольного анализа [3]; — — результаты анализа [14]; — — — — — результаты анализа [16].

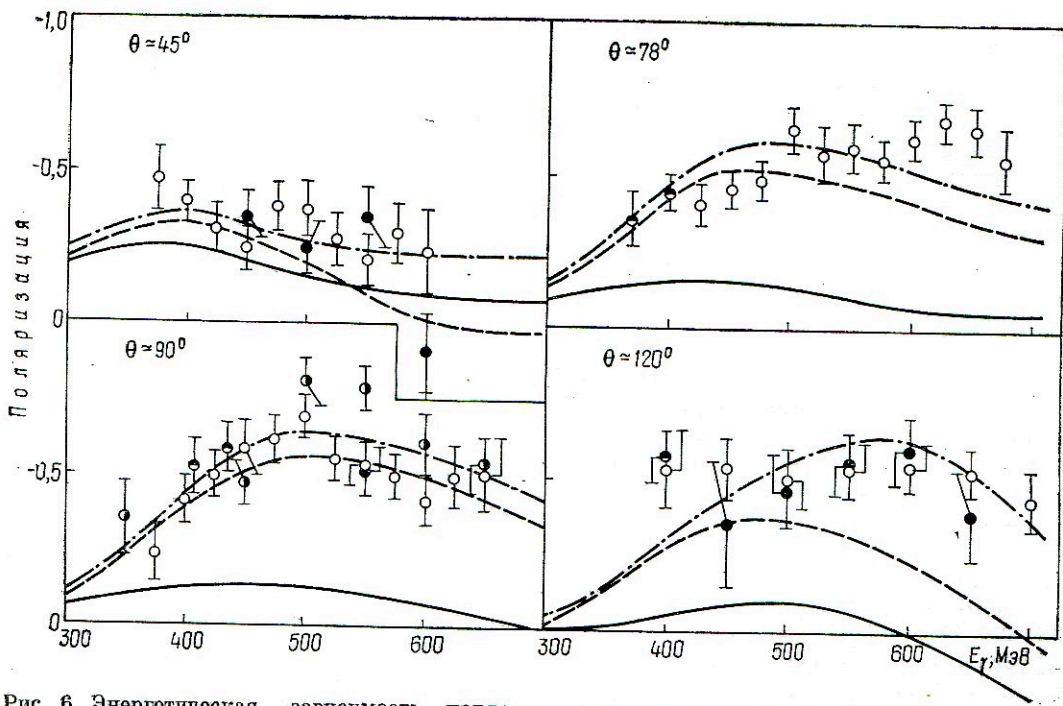


Рис. 6. Энергетическая зависимость поляризации протонов в реакции  $\gamma d \rightarrow np$ :  $\circ$  — результаты ХФТИ;  $\bullet$ ,  $\ominus$ ,  $\odot$  — результаты работы [27]; сплошные кривые — расчеты, не учитывающие двухбарионные резонансы; штриховые — с учетом резонансов  $1(3^-)$  и  $0(3^+)$ ; штрихпунктирные — с учетом резонансов  $1(3^-)$  и  $0(1^+)$  [31].

близки к данным работы [14], тогда как константы  $A_{1/2}$  для резонансов  $D_{13}$  (1510) и  $S_{11}$  (1535) существенно отличаются. Из табл. 2 видна также степень соответствия данных, полученных экспериментально, расчетным по различным кварковым моделям [17].

Приведенные в таблице данные характеризуют общую ситуацию в исследовании свойств нуклонных резонансов: с одной стороны, экспериментальные данные не являются пока что однозначными, а с другой — теоретические модели дают разные предсказания одной и той же величины. Поэтому в настоящее время еще нельзя сделать количественные выводы о степени соответствия теории и эксперимента. Необходимы новые эксперименты, более совершенные теории.

**Поляризация протона в реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  на линейно-поляризованных фотонах.** Измерения поляризации протонов в реакциях фоторождения мезонов  $\gamma N \rightarrow \pi N$ , вызванных линейно-поляризованными фотонами, дают воз-

можность найти новые наблюдаемые, которые нельзя получить другими способами, в частности в опытах, где измеряется один поляризационный параметр. Поляризация для такого случая определяется выражением [6]

$$\rho_N \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \{1 + \sigma_y P + P_\gamma \cos 2\Phi \times \\ \times (\Sigma + \sigma_y T) + P_\gamma \sin 2\Phi (\sigma_x P_x + \sigma_z P_z)\},$$

где  $d\sigma/d\Omega$  и  $d\sigma_0/d\Omega$  — дифференциальные сечения для поляризованного и неполяризованного пучков фотонов;  $\rho_N = 1 + \sigma P_N$ ;  $\sigma$  ( $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ ) — матрицы Паули;  $P_N$  — вектор поляризации нуклона отдачи;  $P$ ,  $\Sigma$ ,  $T$ ,  $P_\gamma$  и  $\Phi$  имеют тот же смысл, что и в (1).

Отсюда видно, что дважды поляризационный эксперимент позволит определить два новых параметра  $P_x$ ,  $P_z$  дополнительно к параметрам  $\Sigma$ ,  $P$  и  $T$ , измеряемых в опытах на поляризованной мишени. Такой эксперимент пока что выполнен только в ХФТИ для реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ . Используемая в этом случае аппаратура отличалась



от примененной в опытах по измерению поляризации на обычном пучке фотонов тем, что водородная мишень помещалась в магнитное поле 2,8 Т, которое создавалось сверхпроводящим магнитом от поляризованной протонной мишени. Последнее необходимо для того, чтобы учесть влияние прецессии спина протона в магнитном поле спектрометра. В этих условиях при фиксированной максимальной энергии фотонов 1200 МэВ измерялась поляризация протонов для некогерентной части фотонного спектра; для когерентной — с вектором поляризации фотонов под углами  $\theta = \pm 45^\circ$  к плоскости реакции; для двух направлений магнитного поля в области мишени: совпадающего с направлением поля магнитного спектрометра и противоположного ему.

Такая процедура позволяла однозначно определить  $P_x$ ,  $P_z$  и проверить эффекты ложной асимметрии в рассеянии протона на углероде, которая может быть связана с ориентацией вектора поляризации фотонов.

В процессе эксперимента было зарегистрировано 216 тыс. треков протонов, остановившихся в телескопе ионов камер. Из них 8,5 тыс. случаев рассеяния, удовлетворяющих критериям отбора по углам и энергиям, были использованы для вычисления составляющих вектора поляризации протонов.

Полученные данные о  $P_x$ ,  $P_z$  сравнивались с результатами энергонезависимого мультипольного анализа [3] и анализов [14, 17], выполненных на основе изобарной модели (рис. 5). На

угловой зависимости  $P$  показаны результаты, полученные ранее [23], и данные других лабораторий [25, 26]. Наблюдается удовлетворительное согласие с результатами работы [25], где поляризация измерялась в близких кинематических условиях.

Сравнение данных, полученных в этом эксперименте, с результатами теоретических расчетов [3, 14, 16] показывает лучшее согласие с работами [14, 16], хотя и в этом случае удовлетворительное описание трех значений ( $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$ ) не наблюдается.

В этой связи очевидна необходимость получения систематической экспериментальной информации о составляющих вектора поляризации протонов  $P_x$ ,  $P_z$  с высокой точностью.

**Фотодезинтеграция дейтрона и двухнуклонные резонансы.** В прошедшее пятилетие появилось несколько новых экспериментальных работ [27, 28], указывающих на возможность существования двухбарийонных резонансов со значениями масс 2000—3000 МэВ. Первые указания на возможность существования таких резонансов относятся к 1958 г. [29].

До настоящего времени убедительных доказательств существования двухнуклонных резонансов пока нет. Большой интерес к поиску и исследованию этих резонансов связан с тем, что их существование предсказывают кварк-глюонные модели как состояния из шести кварков [30]. Существование таких резонансов возможно и в рамках ядерных (не кварковых) моделей.

Удобным средством поиска указанных резонансов являются реакции взаимодействия фотонов с дейтроном. В этом случае двухнуклонные резонансы могут проявляться при энергиях 200—1000 МэВ, т. е. при энергиях, вполне доступных ускорителю электронов ХФТИ.

Исследование поляризации протонов в реакции  $\gamma d \rightarrow np$  [27] и анализ экспериментальных данных [31] указали на возможность существования трех дибарийонных резонансов с квантовыми числами  $1(3^-)$ ;  $0(1^+)$  и  $0(3^+)$  в интервале энергий фотонов 350—700 МэВ. Однако эти выводы нельзя

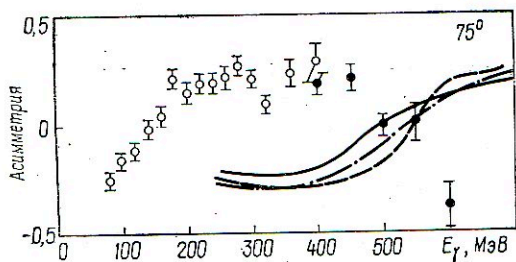


Рис. 7. Асимметрия сечения реакции  $\gamma d \rightarrow np$  на поляризованных фотонах под углом  $75^\circ$ :

○, ● — ХФТИ; сплошные кривые — расчеты, не учитывающие двухбарийонные состояния; штриховые — с учетом резонансов  $1(3^-)$  и  $0(3^+)$ ; штрихпунктирные — с учетом резонансов  $1(3^-)$  и  $0(1^+)$  [31].

считать однозначными. В ХФТИ выполнены работы по изучению реакции фоторасщепления дейтерия: 1) с лучшей точностью, чем в работе [27], измерена поляризация протонов отдачи [32]; 2) впервые выполнены измерения асимметрии сечения реакции линейно-поляризованными фотонами [33].

*Измерения поляризации протонов.* Аппаратура и процедура измерения поляризации аналогичны описанным выше. Использовалась жидкодейтериевая мишень диаметром 50 мм, длиной 120 мм.

В процессе эксперимента зарегистрировано 425 тыс. стереотреков протонов, из них 29,7 тыс. случаев  $pC$ -рассеяния, удовлетворяющих критериям отбора, были использованы для вычисления поляризации. За положительное значение поляризации выбиралось направление вектора  $[kp]$ , где  $k$  и  $p$  — импульсы фотона и протона в с. ц. м. Полученные результаты для углов вылета протонов представлены на рис. 6. Эти экспериментальные данные существенно расширяют и уточняют имеющуюся ранее информацию о поляризации протонов. Штриховые кривые соответствуют результатам расчетов, в которых учитывался вклад резонансов с массами 2260, 2360 МэВ и ширинами 200, 240 МэВ, имеющих изотопический спин, полный угловой момент и четкость соответственно  $1 (J^P) = 1 (3^-)$  и  $0 (3^+)$ . Штрихпунктирные кривые — расчеты, в которых второй из указанных выше резонансов имеет массу 2350 МэВ, ширину 340 МэВ и квантовые числа  $0 (1^+)$ . Лучшее описание экспериментальных угловых зависимостей, особенно при энергиях фотонов выше 500 МэВ, достигается расчетами, в которых учитывается вторая комбинация дибарионных резонансов. Из рис. 6 видно, что с учетом дибарионных резонансов (штриховые и штрихпунктирные кривые) заметно улучшается согласие с экспериментальными данными. Однако делать какие-либо определенные выводы о том, какому из резонансов отдать предпочтение при описании реакции  $\gamma d \rightarrow np$ , по-видимому, нельзя так как в работе [31] не рассматривался вопрос об одновременном вкла-

де всех трех дибарионных резонансов, а также других резонансов, которые могут возбуждаться в системе двух нуклонов [28]. Для описания процесса на таком уровне необходимо существенное расширение объема экспериментальной информации в исследуемом интервале энергий.

*Асимметрия сечения реакции  $\gamma d \rightarrow np$ .* В ХФТИ выполнены систематические измерения асимметрии сечения реакции  $\gamma d \rightarrow np$  на поляризованных фотонах в интервале энергий 80—600 МэВ [33]. Результаты измерений, данные других работ, а также результаты теоретических расчетов приведены на рис. 7. Видно, что экспериментальные данные по асимметрии не соответствуют теоретической модели, которая удовлетворительно описывала данные о поляризации (см. рис. 6).

Таким образом, полученные в ХФТИ данные показывают несостоятельность существовавших ранее представлений о вкладе двухнуклонных резонансов в эту реакцию и требуют нового теоретического анализа.

Заметим, что анализ всех имеющихся данных о дибарионных резонансах, полученных на фотонных и адронных пучках, оставляет открытым вопрос о существовании двухнуклонных резонансов. Нужны новые эксперименты, новые теоретические разработки.

Созданные в ХФТИ пучки поляризованных фотонов, поляризованные протонная и дейтериевая мишени и методы измерения поляризации вторичных продуктов реакций позволили начать систематические исследования поляризационных явлений в процессах взаимодействия фотонов с протонами и легчайшими ядрами, приступить к практической реализации программы «полного опыта» в реакции  $\gamma N \rightarrow \pi N$ .

Полученные экспериментальные данные в дважды поляризационных опытах в области первого пион-нуклонного резонанса позволили обосновать применимость  $S$ - и  $P$ -приближений и на основе этого однозначно, с хорошей точностью определить мультипольные амплитуды, параметры резонанса  $\Delta_{33}$

и тем самым получить надежную информацию для проверки теоретических моделей. В частности, видно, что кварковые модели не согласуются с данными о радиационной ширине резонанса  $\Delta_{33}$ .

Данные о реакции  $\gamma p \rightarrow \pi N$  при более высоких энергиях еще не достаточны для однозначных заключений о свойствах нуклонных резонансов. Экспериментальные данные о реакции  $\gamma d \rightarrow \pi p$  по существу отвергли модель о проявлении двухбарионных резонансов, однако этих данных недостаточно, чтобы сделать окончательные выводы о существовании двухбарионных резонансов.

В ближайшее время в ХФТИ принимаются новые эксперименты с использованием поляризованной протонной и дейтронной мишеней с «замороженными» спинами и заданной ориентацией вектора поляризации. Будут проводиться трижды поляризационные эксперименты: поляризованный пучок фотонов, поляризованная мишень, измерение поляризации вторичных частиц.

Можно не сомневаться, что такие эксперименты, осуществляемые в рамках программы «полного опыта», существенно расширят наши представления о внутренней структуре элементарных частиц и природе их взаимодействия.

1. Колесников Л. Я., Мирошниченко И. И., Сорокин П. В., Титов Ю. И. — УФЖ, 1978, 24, № 4, с. 529—548.
2. Berends F. A., Donnachie A. — Nucl. Phys. B, 1975, 84, № 2, p. 342—361.
3. Ганенко В. Б., Кривец А. Г., Мирошниченко И. И. и др. — ЯФ, 1976, 24, № 3, с. 545—551.
4. Грушин В. Ф., Шиканян А. А., Лейкин Е. М., Ротаийн А. Я. — ЯФ, 1979, 30, № 4, с. 1005—1013.
5. Мирошниченко И. И., Никифоров В. И., Самин В. М. и др. — ЯФ, 1980, 32, № 3, с. 659—666.
6. Barker I. S., Donnachie A., Storrow J. K. — Nucl. Phys., 1975, 95, p. 347—356.
7. Bussey P. J., Raine C., Rutherglen R. et al. — Nucl. Phys. B, 1979, 154, p. 205—225.
8. Горбенко В. Г., Жебровский Ю. В., Карнауков И. М. и др. — ЯФ, 1979, 30, вып. 1, с. 136—141.
9. Гетьман В. А., Горбенко В. Г., Деркач А. Я. и др. — ЯФ, 1980, 31, вып. 4, с. 930—936.
10. Гетьман В. А., Горбенко В. Г., Грушин В. Ф. и др. — ЯФ, 1980, 32, вып. 4, с. 1008—1019.
11. Горбенко В. Г., Жебровский Ю. В., Колесников Л. Я. и др. — ЯФ, 1970, 11, вып. 5, с. 1044—1048.
12. Горбенко В. Г., Деркач Л. М., Жебровский Ю. В. и др. — ЯФ, 1973, 17, вып. 4, с. 793—799.
13. Get'man V. A., Germanov A. I., Derkach A. Ya. et al. — Cryogenics, 1980, 20, p. 98—100.
14. Derkach A. Ya., Karnaukhov I. M., Lukhanin A. A. et al. — Cryogenics, 1978, 18, p. 539—541.
15. Грушин В. Ф., Лейкин Е. М., Ротаийн А. Я., Шиканян А. А. — Краткие сообщения по физике, 1980, № 7, с. 31—35.
16. Лебедев А. Н., Мангазев Б. В. Падеприближение и решение дисперсионных соотношений для амплитуд фотообразования пионов. — Москва, 1979. — 13 с. (Препринт/ФИ АН СССР; № 145).
17. Мирошниченко И. И., Никифоров В. И., Самин В. М. и др. — ЯФ, 1979, 29, вып. 1, с. 183—193.
18. Metcalf W. J., Walker R. L. — Nucl. Phys. B, 1974, 76, p. 253—279.
19. Moorhouse R. G., Oberlack H., Rosenfeld A. N. — Phys. Rev. D, 1974, 9, p. 1—41.
20. Feller P., Fukushima M., Horikawa N. et al. — Nucl. Phys. B, 1976, 110, p. 397—412.
21. Feynman R. P., Kislinger M., Randval F. — Phys. Rev. D, 1971, 3, p. 2706—2732.
22. Kubota T., Ohta K. — Phys. Lett. B, 1976, 65, p. 374—376.
23. Koniuk R., Isgur N. — Phys. Rev. D, 1980, 21, p. 1868—1875.
24. Babcock J., Rosner J. L. — Phys. Rev. D, 1978, 18, p. 4027—4030.
25. Zidell V. S., Arndt A., Roper L. D. — Phys. Rev. D, 1980, 21, N 5, p. 1255—1288.
26. Celmaster W. — Phys. Rev. D, 1977, 15, № 5, p. 1391—1399.
27. Rubinstein M. R., Scheck F., Sokolow R. H. — Phys. Rev., 1967, 154, p. 1608—1616.
28. Pilkuhn H. — Nucl. Phys., 1974, B82, p. 365—370.
29. Dakhno L. G., Koptev V. P., Kravtsov A. V. Measurement of the  $\Delta^- - \Delta^{++}$  electromagnetic mass difference. — Leningrad, 1980. — 584 p. (Preprint/LNPI N 584).
30. Герштейн С. С., Джикия Г. В. Квадрупольный переход  $\Delta \rightarrow N\gamma$  в модели кварков. (Препринт/ИФВЭ, 1984).
31. Горбенко В. Г., Дербичинский А. И., Жебровский Ю. В. и др. — ЯФ, 1978, 27, вып. 5, с. 1204—1211.
32. Браташевский А. С., Горбенко В. Г., Дербичинский А. И. и др. — ЯФ, 1979, 30, вып. 1 (7), с. 283—285.
33. Bratashevskij A. S., Gorbenko V. G., Dербичинский А. И. et al. — Nucl. Phys. B, 1980, 166, p. 525—533.

## ФИЗИКА ДЕЛЕНИЯ

В 1932 г. сделаны блестящие экспериментальные и теоретические исследования в области ядерной физики. Поэтому именно с этого времени словосочетание «ядерная физика», к которому люди так привыкли только в 50—60-х годах, начало во всем мире приобретать смысл и вес. В бурном процессе развития этой отрасли науки особое место заняли исследования самого сложного и до сих пор практически самого важного ядерного превращения — деления ядер. Смело можно сказать, что никакая другая ядерная реакция так не изучалась и не рассматривалась в таком огромном числе работ, как деление. Обзор ограниченного объема работ по этому вопросу не мог бы претендовать даже на относительную полноту освещения роли советских ученых в достижениях физики деления. Примерно тридцатилетний период, последовавший за открытием деления ядра [1] и первым объяснением его физической природы [2, 3], был достаточно подробно описан Г. Н. Смирениным в главе «Деление ядер» двухтомного труда «Развитие физики в России» [4]. Пионерские работы И. В. Курчатова, Г. Н. Флерова, К. А. Петржака, Л. И. Русинова, Я. Б. Зельдовича, Ю. Б. Харитона, А. И. Лейпунского и других по исследованию основных характеристик процесса деления и возможностей создания на его основе цепной нарастающей реакции с выделением энергии, выполненные в конце 40-х годов, широко известны.

Итоги исследований в этой области, проведенные в первом послевоенном двадцатилетии, подведены в упомянутом двухтомнике. Поэтому рассмотрим то направление в физике деления, которое стало развиваться с середины 60-х годов и связано с концепцией двугорбого барьера деления, выдвинутой В. М. Струтинским [5, 6] и обоснованной с помощью расчетов деформационного потенциала методом оболочечной поправки. Эта концепция оказалась весьма плодотворной. Инициированные ею экспериментальные и теоретические результаты образовали самостоятельную базу, которую можно назвать «ядерной физикой во второй яме». Список важнейших работ этого направления, содержащий свыше трехсот названий, имеется в обзоре Бернхольма и Линна [7]. Исследования характеризуются высоким уровнем международного сотрудничества и многие работы выполнены интернациональными авторскими коллективами с участием советских ученых. Одной из причин, обусловивших пересмотр теоретических представлений о барьере деления, основным из которых была в то время капельная модель, явилась их неспособность описать высоты наблюдаемых порогов деления. Расчеты В. М. Струтинского показали, что добавление к капельной энергии оболочечной поправки позволяет удовлетворительно описать наблюдаемую деформацию основных состояний тяжелых ядер, значения энергий связи и барьеров деле-

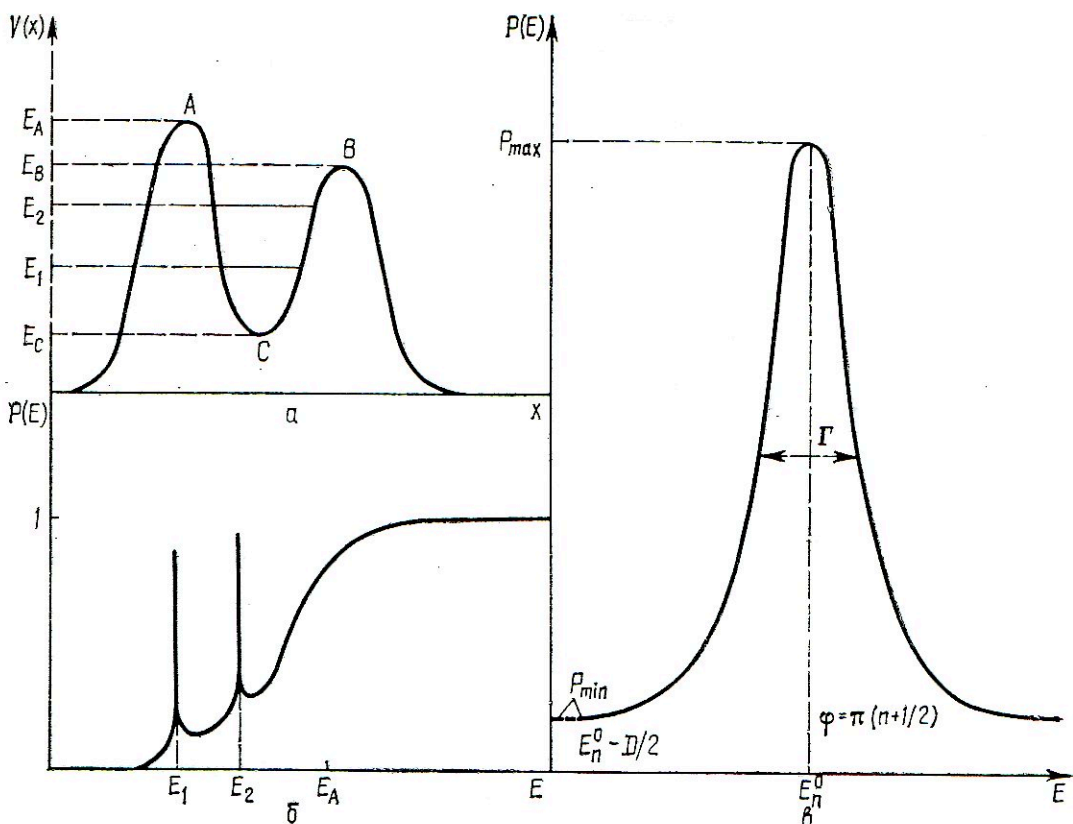


Рис. 1. Основные характеристики энергетической зависимости проницаемости двугорбого барьера:

$\alpha$  — схема двугорбого барьера,  $E_1$  и  $E_2$  — энергии квазистационарных уровней в яме С;  $\beta$  — резонансы проницаемости, соответствующие квазистационарным уровням;  $\epsilon$  — характеристики пика проницаемости.

ния. Кроме того, эти результаты указывали на то, что оболочечная поправка, в отличие от капельной составляющей, с ростом деформации испытывает сильные колебания, что приводит к дополнительным минимумам у деформационного потенциала.

Первым крупным экспериментальным фактом, который естественно объяснен с помощью теории двугорбого барьера, было существование спонтанно делящихся изомеров (СДИ), открытых за несколько лет до расчетов В. М. Струтинского в лаборатории Г. Н. Флерова в ОИЯИ [8—10], и тогда же гипотетически интерпретированных как изомеры формы. Первым обнаруженным СДИ был  $^{242m}\text{Am}$  с периодом спонтанного деления 13 мс. Эта активность была зарегистрирована при облучении ядрами мишени  $^{242}\text{Pu}_{94}$  ионами неона с це-

лью получения элемента с  $Z = 104$ , но неожиданно проявилась и в контрольном эксперименте с мишенью  $^{238}\text{U}_{92}$  и, наконец, идентифицирована как принадлежащая изомеру  $^{242m}\text{Am}$  при облучении  $^{243}\text{Am}$  быстрыми нейтронами. Открытие СДИ было важным, хотя и неожиданным результатом больших целенаправленных усилий по синтезу сверхтяжелых элементов, продлению периодической таблицы Д. И. Менделеева во вторую сотню атомных номеров. Спонтанное деление становится в этой области значений  $Z$  доминирующим способом распада, и для поиска островков относительной стабильности было весьма важно осознать роль оболочечных эффектов в тяжелых ядрах при больших деформациях. Ключевую роль в их понимании и сыграли работы В. М. Струтинского.

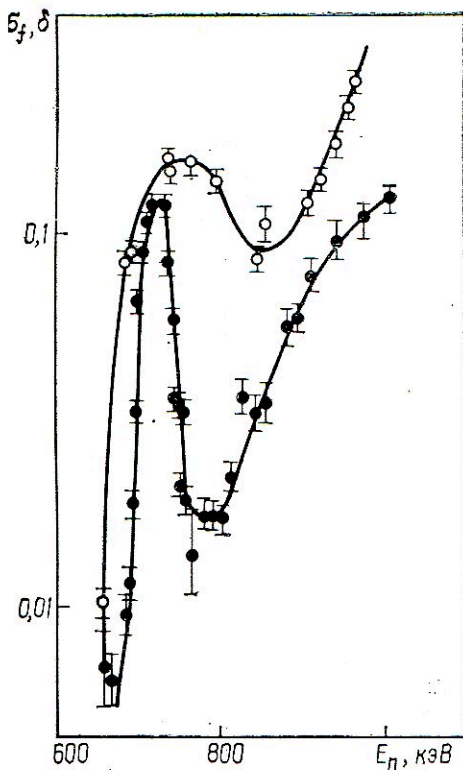


Рис. 2. Резонанс в сечении селения  $^{230}\text{Th}$  нейтронами (○ — 15, ● — 16).

Успехам экспериментальной физики деления тех лет весьма способствовало создание необычной, но весьма простой и надежной методики регистрации осколков деления трековыми детекторами, изготавливаемыми в основном из стекла или слюды. В их разработку большой вклад внесла группа В. П. Перельгина [11]. Способность трековых детекторов выделять акты деления в фоновых потоках легких заряженных частиц и гамма-лучей, на многие порядки превышающих эффект, оказалась решающим обстоятельством в исследованиях как спонтанного, так и вообще подпорогового деления, а именно эта область энергий возбуждения принесла наиболее интересные результаты в изучении свойств барьеров деления сложной формы.

Поясним основные свойства квантового туннелирования через двугорбый барьер, основываясь на результатах работ [12, 13]. Энергетическая зависимость пропускания двугорбого барьера

в квазиклассическом приближении описывается формулой

$$P(E) = \frac{P_A P_B}{4} \times \left( \left( \frac{P_A + P_B}{4} \right)^2 \sin^2 \varphi(E) + \cos^2 \varphi(E) \right)^{-1}. \quad (4)$$

Здесь  $P_A$  и  $P_B$  — пропускания отдельных горбов; фазовый интеграл  $\varphi(E) = \frac{1}{\hbar} \int p(x) dx$  берется между точками поворота в яме  $C$  (рис. 1, а).

Резонансным значениям фазы  $\varphi(E_n^0) = \pi(n + 1/2)$  соответствуют квазистационарные состояния с энергиями  $E_n^0$  в яме  $C$  и резкие максимумы пропускания со значениями в пике  $P_{\max} = P(E_n^0) = 4P_A P_B / (P_A + P_B)^2$  (рис. 1, б, в). Минимум пропускания между пиками  $P_{\min} = \frac{P_A P_B}{4}$ . Среднее

значение пропускания  $\bar{P} = P_A P_B / (P_A + P_B)$ . Особенно простой и наглядный смысл имеют эти характерные значения в случае симметричного барьера с одинаковыми горбами при  $P_A \equiv P_B$ . Тогда  $P_{\max} = 1$ ;  $P_{\min} = P_A^2/4$ ;  $\bar{P} = P_A/2$ , т. е. симметричный двугорбый барьер при резонансных энергиях совершенно прозрачен для налетающих частиц, а его средняя пропускание лишь вдвое меньше пропускания одного горба. Ширина и время жизни квазистационарных состояний в яме  $C$  (СДИ интерпретируются именно как такие состояния) определяются соотношением  $\Gamma = \hbar/T \equiv D(P_A + P_B)/4\pi$ , где  $D$  — расстояние между этими уровнями,  $D \equiv \pi(d\varphi/dE)^{-1}$ .

Таким образом, другим следствием наличия промежуточного минимума у деформационного потенциала после существования в этом минимуме долгоживущих уровней должна быть невозможность вероятности деления в подбарьерной области, резонансы пропускания. Данные такого рода уже имелись к моменту возникновения теории двугорбого барьера. Заметный максимум в сечении деления  $^{230}\text{Th}$  нейтронами при энергии  $E_n \approx 750$  кэВ был обнаружен группой сотрудников ИАЭ им. И. В. Курчатова под руководством

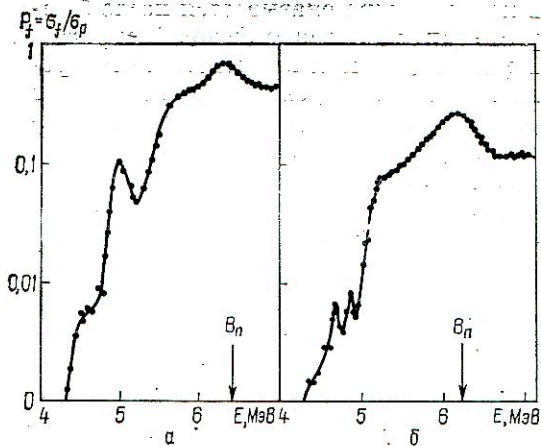


Рис. 3. Резонансная структура делимости ядер  $^{239}\text{Pu}$  (а) и  $^{241}\text{Pu}$  (б) при энергии электронов 13 МэВ в подбарьерной области в реакции ( $d, pf$ ) по данным работы [18].

Б. М. Гохберга еще в 1959 г. [14]. Этот пик находился заведомо в подпороговой области энергий, сечение непосредственно выше максимума составляло примерно 10 мбарн. Уточняющие измерения с углублением в подбарьерную область подтвердили его существование [15]. В дальнейшем за рубежом неоднократно производились измерения сечения реакции  $^{230}\text{Th}(n, f)$  в указанной области энергий, и с улучшением разрешения пик в сечении становился все острее, что иллюстрируется сопоставлением данных работ [14, 15] с более поздними результатами [16] (рис. 2). При анализе угловых распределений осколков деления  $^{230}\text{Th}$  и  $^{238}\text{Pu}$  нейтронами [17] также обнаружены резкие нерегулярности во вкладах в сечение отдельных каналов. В работе [17] написано, что такой ход сечения (для полосы  $1/2$ ) в подбарьерной области не объясняется обычным изменением нейтронной ширины, и позволяет предположить наличие какого-то другого механизма, сильно влияющего на ход сечения деления.

Барьеры деления четно-четных составных ядер-актиноидов лежат, как правило, ниже энергии связи нейтрона, поэтому для изучения свойств подпорогового деления таких изотопов реакция ( $n, f$ ) не годится. В конце 50-х годов для этой цели было предложено

использовать реакцию ( $d, pf$ ), в которой за счет передачи большой энергии вылетающему протону связываемый нейтрон может вносить в составное ядро энергию возбуждения, которая меньше его энергии связи. Первая же работа, выполненная по такой методике, показала наличие в энергетической зависимости делимости плато, которые в рамках существовавших представлений были интерпретированы как соответствовавшие вершинам барьеров деления с различными квантовыми характеристиками  $I, \pi, K$ . Однако после выдвижения гипотезы о существовании второго минимума в потенциальной энергии делящегося ядра Дж. Педерсен и Б. Д. Кузьминов [18] провели измерения сечений реакции ( $d, pf$ ) (с улучшенным разрешением) в подпороговой области на нескольких ядрах и показали, что наблюдаемые нерегулярности являются не плато, а пиками, и также должны быть интерпретированы как делительные резонансы. Часть результатов работы [18] представлена на рис. 3. Угловые распределения осколков деления при энергиях, соответствующих подпороговым резонансам, также испытывали резкие изменения на интервалах всего в несколько десятков кэВ, что не могло быть объяснено конкуренцией различных каналов деления, неупругим рассеянием или особенностями реакций во входном канале.

Вскоре был наблюден и третий яркий эффект [19, 20], согласующийся с новыми представлениями, а именно: промежуточная структура в сечениях деления пороговых элементов  $^{237}\text{Np}$  и  $^{240}\text{Pu}$  нейтронами в резонансной области энергий. Среди резонансов этих ядер были обнаружены группы уровней, делительная ширина которых близка к радиационной, в то время как для соседних резонансов деление не поддавалось регистрации. Этим выделенным группам соответствуют уровни во второй яме, обладающие заметной энергией возбуждения над ее дном и поэтому большей плотностью, чем резонансы, соответствующие коллективным колебаниям.

Первые итоги развития нового направления физики деления подведены В. М. Струтинским и Паули [21], а

детали теоретического метода изложены и обсуждены в работе [22].

СДИ, обнаруженные как побочное явление при синтезе сверхтяжелых элементов, быстро стали самостоятельным объектом исследований, вызвавшим широкий интерес. Стало ясно, что они составляют не исключение, а скорее являются типичными для ядер с  $Z > 90$  и  $A > 230$ . С развитием методик, позволяющих наблюдать спонтанное деление в периодами в субмикросекундной области, число обнаруженных изомеров стало быстро расти, и в обзоре [7] приводятся данные почти о пятидесяти СДИ, известных к настоящему времени. Изотопы с нечетным числом нуклонов более стабильны, чем четно-четные — в 100—1000 раз. Теоретически большое влияние нечетного нуклона на период спонтанного деления было объяснено в 1966 г. М. Г. Уриным и Д. Ф. Зарецким [23].

Изучение СДИ ведется во многих лабораториях мира, возбуждение этих изомеров в различных реакциях продолжает интенсивно исследоваться советскими физиками, как в ОИЯИ, где они были открыты, так и в других институтах. Если первоначальным средством их получения служили реакции под действием тяжелых ионов, то впоследствии для этого стали использовать и легкие заряженные частицы (протоны, альфа-частицы [24]), нейтроны [25, 26], фотонейтронные реакции [27]. Совместный анализ данных по СДИ с результатами других работ позволил получить информацию о структуре барьеров деления для большого числа изотопов: оценить высоту максимумов  $A$  и  $B$ , а также глубину ямы между ними. Все более укрепилось представление о делении тяжелых ядер как о многоступенчатом процессе, в котором играют важную роль квазистационарные состояния во втором максимуме и спектры переходных состояний (каналов деления) над двумя седловыми точками.

Ядра, удаленные от области бета-стабильности, характеризуются рядом необычных свойств. Одним из них оказалось запаздывающее деление, т. е. деление из возбужденного состояния,

в котором ядро оказывается после бета-распада. Это явление было обнаружено в работе [28] при попытках синтезировать спонтанно делящиеся изомеры в области нейтронодефицитных ядер. Затем ядра, испытывающие запаздывающее деление, были идентифицированы в реакциях с тяжелыми ионами. Это явление открывает новые возможности для определения формы барьеров ядер необычного нуклонного состава, в частности тяжелых с  $Z \geq 98$ . Запаздывающее деление нейтроноизбыточных ядер необходимо учитывать при расчетах вероятности нуклеосинтеза в интенсивных нейтронных потоках.

Значительный вклад в исследование свойств переходных состояний делящихся ядер и уровней во втором минимуме дало изучение фотоделения четно-четных ядер с помощью тормозного излучения микротрона. С середины 60-х годов интенсивная работа в этом направлении ведется совместно в ИФП АН СССР и ФЭИ (Обнинск).

Гамма-кванты с энергией 5—7 МэВ испытывают на тяжелых ядрах в основном электрическое дипольное и квадрупольное поглощение. На четно-четных мишенях это приводит к образованию составных ядер лишь с двумя возможными комбинациями спина и четности:  $1^-$  и  $2^+$ . Поскольку длина волны гамма-квантов рассматриваемых энергий значительно превышает размеры ядра, сечение дипольного взаимодействия должно быть, вообще, значительно больше, чем квадрупольного. Проекция полного момента гамма-кванта на направление его движения всегда равна по модулю единице, поэтому моменты составных ядер, образовавшихся в результате дипольного и квадрупольного поглощения, оказываются по-разному выстроены. Приближенно описывая квантовую картину, можно сказать, что в первом случае (состояние  $1^-$ ) они ориентированы вдоль направления пучка, а во втором (состояния  $2^+$ ) — под углом  $45^\circ$  к нему. В низших переходных состояниях квантовое число  $K$ , характеризующее проекцию момента на ось симметрии ядра, должно быть равно нулю, т. е. ось деления ориентирована приблизительно перпенди-



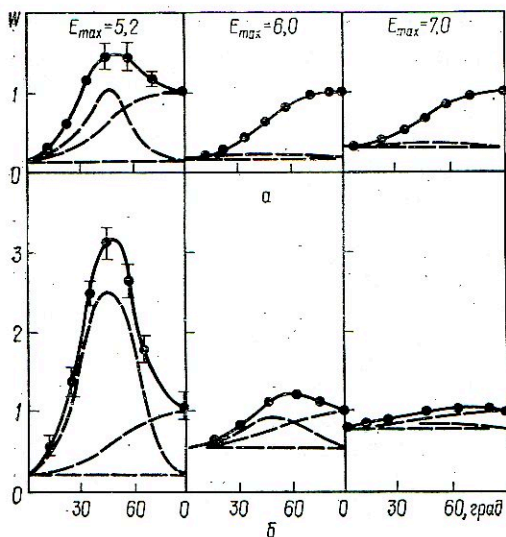


Рис. 4. Угловые распределения осколков деления в реакции  $(\gamma, f)$  на ядрах  $^{238}\text{U}$  (а) и  $^{210}\text{Po}$  (б) при различных граничных энергиях тормозного спектра  $E_{\text{max}}$ . Штриховые кривые показывают разложение углового распределения на изотропную, дипольную и квадрупольную компоненты [31].

кулярно моменту. Из описанной картины поглощения следует ожидать преимущественного разлета осколков дипольного фотоделения в направлениях, перпендикулярных пучку, с угловым распределением  $W_{1-} \approx \sin^2 \theta$ , а для квадрупольного фотоделения — под углом  $45^\circ$  (т. е.  $W_{2+} \approx \sin^2 2\theta$ ,  $\theta$  — угол между направлениями пучка гамма-квантов и разлета осколков).

Первым успехом было обнаружение появления и роста вклада квадрупольной компоненты с углублением в подбарьерную область [29, 30] (рис. 4). Зависимость от энергии анизотропных составляющих углового распределения вблизи порога не только подтвердила конкретную структуру спектра каналов фотоделения четно-четных ядер  $(I^\pi, K) = (2^+, 0), (1^-, 0), (1^-, 1)$ , но и явилась важным свидетельством сохранения  $K$  в переходных состояниях — наблюдаемые дипольные угловые распределения характеризовались весьма высокой степенью асимметрии и были близки к  $\sin^2 \theta$ .

Следующим шагом было обнаружение в энергетической зависимости анизо-

тропии аномалий, противоречащих интерпретации в рамках теорий с одногорбым барьером и нашедших естественное объяснение в модели двугорбого барьера.

Качественно новой областью исследований стало глубоко подбарьерное фотоделение при энергиях возбуждения меньше 5 МэВ, позволившее обнаружить принципиально новые эффекты: замедление экспоненциального спада выхода реакции  $(\gamma, f)$  при  $E_{\text{max}} \approx 4,5$  МэВ (изомерный шельф); аномальное поведение анизотропии разлета осколков в той же области; появление сильных резонансов при энергии 1—1,5 МэВ выше дна второй ямы. Подробную литературу по этому вопросу можно найти в обзоре [31].

В работе [32] получены и проанализированы результаты измерений угловых распределений осколков деления нейтронами ядер-мишеней  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и фотонами  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{238,240,242}\text{Pu}$  с учетом квазистационарных состояний во второй яме, четно-четных различий вероятности деления и изменения энергетической щели ядра при больших деформациях.

В 1965 г. В. С. Ставинским и М. Шакером [33] высказано предположение о том, что в процессе деления тяжелых ядер нейтронами заметную роль может играть реакция  $(n, \gamma f)$  — деление после предварительного испускания гамма-кванта небольшой энергии. Поскольку такая частичная разрядка приводит к изменению спина и четности составного ядра, это может заметно отражаться на самых различных характеристиках деления резонансными нейтронами: статистике делительных ширин, числе вторичных нейтронов, энергии гамма-квантов, сопровождающих деление. Первые экспериментальные указания на существование этого нового процесса получены в 1972 г., и материал, накопленный с тех пор усилиями главным образом французских ученых; показывает, что исследование этой реакции открывает интересные возможности для изучения структуры барьера деления и свойств вибрационных состояний во второй яме.

Деление является конечным этапом самых разнообразных ядерных реакций, приводящих к образованию составных ядер в возбужденном состоянии. Поэтому его изучение интересно не только само по себе, но и благодаря той информации, которую оно дает о механизме этих «входных» реакций. Вследствие сравнительной простоты детектирования тяжелых, сильно заряженных осколков деления с отделением их от самых разнообразных фоновых излучений этот способ используется для изучения энергетической зависимости сечений образования составных ядер при поглощении различных частиц — от фотонов низких энергий до мезонов и тяжелых ионов.

Использование предварительного выстраивания ядер мишени меняет как кинематику, так и динамику ядерных реакций и дает возможность получать дополнительные сведения об их механизме. В полной мере это относится к делению. В Советском Союзе изучением деления ориентированных ядер занимаются физики ФЭИ и ИЯИ АН СССР, опубликовавшие результаты измерений эффекта выстроенности в сечениях и угловых распределениях реакций  $^{235}\text{U}(n, f)$  [34] и  $^{233}\text{U}(n, f)$  [35]. Совместно с результатами аналогичных измерений на неориентированных ядрах [36, 37] эти данные указывают на существенные различия в механизме образования и деления одних и тех же составных ядер в реакциях с четно-четными мишенями, имеющими нулевой спин, и нечетными мишенями с отличным от нуля спином.

Экспериментальные данные о делимости доактинидных ядер представляют особый интерес в силу следующих обстоятельств: высота барьеров деления у них намного выше энергии связи нейтрона, что весьма благоприятно для анализа энергетической зависимости плотности ядерных уровней; седловые точки соответствуют предельно большому деформациям, где ослабевают оболочечные эффекты; область доактинидов содержит сферические ядра вокруг дважды магического свинца, окруженные сильно деформированными в основном состоянии ядрами, что дает

уникальную возможность для изучения влияния деформации ядер на свойства плотности уровней в нейтронном канале.

Малая вероятность деления сильно ограничивала экспериментальные возможности в этой области, но с появлением трековых детекторов на алмазном изохронном циклотроне ИЯФ АН КазССР развернулись интенсивные исследования вероятности деления доактинидных ядер протонами, альфа-частицами и ионами  $\text{He}^3$ . Полученные данные привели к существенному пересмотру принятых значений порогов деления легких ядер и способов описания энергетической зависимости плотности ядерных уровней с учетом коллективных эффектов. Обзор современного состояния этих исследований содержится в работе [38].

Интенсивно исследуется деление и самых тяжелых ядер. С использованием многозарядных ионов удается изучать деление изотопов с параметрами делимости, близкими к критическим значениям, при  $Z^2/A > 37$ . В таких реакциях формировались и делились к концу 60-х годов составные ядра с  $Z \leq 110$  и энергией возбуждения до 120 МэВ [39]. Изучение угловых распределений осколков показало, что эффективный момент инерции делящихся ядер является однозначной функцией  $Z^2/A$  и не зависит от энергии возбуждения в широких пределах. Измерялись также массовые и зарядовые распределения осколков, причем наблюдалось резкое увеличение дисперсий этих распределений с ростом  $Z^2/A$ , резко росло также среднее число и угловая анизотропия распределения нейтронов деления.

Совокупность экспериментальных результатов, полученных в этом направлении в последние годы (их можно найти в недавнем обзоре Ю. Ц. Оганесяна и Ю. А. Лазарева [40]), показывает, что в зависимости высоты барьеров деления от  $Z$  и  $A$  при увеличении этих чисел наблюдаются резкие отклонения от предсказаний капельной модели в двух областях. Во-первых, практически одинаковы барьеры деления у ядер-актинидов — при  $Z$  равном 90—98. При

малых  $Z$  они ниже капельных значений, а при больших  $Z$  — выше их. Во-вторых, барьер деления дважды магического свинца и его ближайших соседей весьма резко — на 10—13 МэВ — превышает капельные значения. Теоретические расчеты предсказывают примерно такой же скачок в области  $Z = 114$  с увеличением периода спонтанного деления до  $10^4$  лет. Обнадеживают и наблюдающиеся аномалии в экспериментальной систематике периодов спонтанного деления — их уменьшение заканчивается на  $Z = 102$ .

Большой экспериментальный материал накоплен по тройному делению, которое наиболее интенсивно изучается физиками Ленинградского института ядерной физики им. В. П. Константинова АН СССР и Института теоретической и экспериментальной физики (см., например, [41, 42]). Наблюдался и исследовался вылет в качестве третьего осколка различных легких ядер вплоть до кислорода и фтора. В детальных опытах, где для каждого события тройного деления измерялись кинетические энергии обоих осколков и альфа-частицы, установлено, что выход альфа-частиц под малыми углами к оси деления пропорционален вероятности тройного деления, а не двойного, и что эти альфа-частицы испускаются из пространства между осколками, так же как и летящие, примерно перпендикулярно оси деления. Это неожиданное явление интерпретируется как френелевская дифракция альфа-частиц на осколках, и их испускание в полярном направлении есть аналогия существования «светового пятна в центре тени».

Деление ядер легче  $^{232}\text{Th}$  при энергиях возбуждения, близких к порогу, изучается в Радиевом институте им. В. Г. Хлопина. Для этих изотопов характерны, в частности, необычные трехгорбые распределения осколков по массам. Поведение сечений и угловой анизотропии в этой области также имеет интересные особенности, указывающие на то, что зависимость полной энергии этих ядер от деформационных координат может быть особенно сложной. Полный обзор работ по делению ядер,

легче ядер тория, дан Ю. А. Селицким [43].

Сравнительно недавно открыто необычное и интересное явление  $P$ -нечетной асимметрии угловых распределений осколков деления. На возможность ее обнаружения впервые указали В. Н. Андреев и В. В. Владимирский [44] как на следствие наличия в межнуклонном потенциале компоненты, нарушающей пространственную четность, что вытекает из гипотезы универсального слабого взаимодействия. Г. В. Данилян и другие, используя иной метод наблюдения, а именно деление ядер  $^{235}\text{U}$  поляризованными тепловыми нейтронами, поставили в 1976 г. поисковый эксперимент, приведший к наблюдению искомого эффекта. Таким образом, было установлено новое физическое явление — групповая  $P$ -нечетная асимметрия, когда с направлением спина коррелирует не импульс одной частицы, а поток ядерной материи, содержащий свыше сотни нуклонов. Позже этот эффект обнаружен на других делящихся ядрах, причем оказалось, что он проявляется и в асимметрии разлета нейтронов деления. Тем самым следствия нарушения чисто квантового закона сохранения четности были впервые обнаружены на уровне, приближающемся к макроскопическому. Эти результаты указали также на существование до сих пор не известных и подлежащих изучению факторов в структуре ядерных уровней и механизме деления, обеспечивающих когерентное усиление эффекта, не исчезающего при усреднении по многочисленным конечным состояниям осколков. Обзор этих результатов и намечившихся направлений их теоретической интерпретации дан Г. В. Даниляном [45].

Основное внимание в настоящей работе, как видно из сказанного, уделено экспериментальным достижениям. Вследствие сложности процесса деления теория его долго следовала за экспериментом, но положение стало изменяться именно в рассматриваемый нами период.

Помимо уже упоминавшихся исследований следует сказать о цикле работ В. В. Пашкевича (см., например, [46])

о симметрии формы ядра в процессе деления. Им было, в частности, показано, что тяжелые ядра на первом из двух барьеров теряют аксиальную симметрию, а во втором минимуме устойчивы относительно неаксиальной деформации. Для этого потребовалось существенное развитие методов вычисления полной энергии деформируемого ядра на основе представления об одночастичных полях, соответствующих достаточно общим формам ядерной поверхности. В настоящее время имеются экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу нарушения аксиальной симметрии в первой седловой точке.

Группа теоретиков научно-исследовательского института ядерной физики при Томском политехническом институте под руководством П. А. Черданцева занимается разработкой вопросов, связанных с развитием процесса деления во времени, при широком использовании двухцентровых моделей среднего ядерного поля [47].

Необходимо отметить, что до сих пор не прекращаются усилия по разработке альтернативных интерпретаций природы СДИ как многочастичных высокоциноновых состояний при нормальной деформации (см., например, [48]).

Исследование деления как интересного физического явления — лишь одна сторона дела. Далеко не удовлетворены чисто практические потребности в точном знании количественных характеристик этого процесса — ядерных данных для делящихся изотопов. Новый интерес к этой проблематике связан с началом использования в большой энергетике реакторов на быстрых нейтронах, а в перспективе — гибридных термоядерных реакторов. Для расчета этих установок необходимо знать в широком энергетическом интервале не только сечения деления и конкурирующих с ним процессов, но также с большой полнотой спектры всех продуктов деления — осколков, нейтронов, гамма-лучей, длиннопробежных легких частиц — и их ядернофизические свойства. Исследования на стыке физики деления с нейтронной и реакторной физикой представляют весьма ши-

рокую область, о которой мы можем лишь упомянуть. Самым богатым и оперативным источником информации об отечественных работах этого направления наряду с научной периодикой являются труды систематически проводимых в Киеве Всесоюзных конференций по нейтронной физике (в 1980 г. состоялась уже пятая конференция) и сборники «Ядерные константы» в серии «Вопросы атомной науки и техники».

Ощущение живой связи с насущными практическими потребностями ядерной энергетики было и остается важным стимулом для всех физиков, изучающих деление ядер. Это в равной степени относится как к авторам обсуждаемых в настоящем кратком очерке работ, так и к тем, о которых здесь речь не идет. Есть основания надеяться на новые интересные результаты в этой области.

1. Hahn O., Strassmann F. — *Naturwiss.*, 1937, 27, p. 163.
2. Фрейкель Я. И. — *ЖЭТФ*, 1939, 9, вып. 6, с. 641—653.
3. Bohr N., Wheeler J. A. — *Phys. Rev.*, 1939, 56, N 5, с. 426—450.
4. Смиренкин Г. Н. — В кн.: Развитие физики в России. М.: Просвещение, 1970, 2, с. 334.
5. Струтинский В. М. — *ЯФ*, 1966, 3, вып. 4, с. 614—625.
6. Струтинский В. М. — *Nucl. Phys.*, 1967, A95, N 2, p. 420—442.
7. Bjornholm S., Lynn J. E. — *Rev. Mod. Phys.*, 1980, 52, N 4, p. 725—753.
8. Поликанов С. М., Друин В. А., Карнаухов В. А., Михеев В. Л., и др. — *ЖЭТФ*, 1962, 42, вып. 6, 1464—1474.
9. Flerov G. N., Polikanov S. M. — *Compt. Rend. Cong. Int. Phys. Nucl.*, 1964, 1, p. 407.
10. Флеров Г. Н., Друин В. А.: Препринт р-2539, ОИЯИ.— Дубна, 1966.— 16 с.
11. Перелькин В. П., Третьякова С. П., Звара И. — *ПТЭ*, 1964, № 4, с. 78—80; *ПТЭ*, 1964, № 5, с. 72—75.
12. Ignatyuk A. V., Rabotnov N. S., Smirenkin G. N. — *Phys. Lett.*, 1969, B29, N 4, p. 209—210.
13. Гай Е. В., Игнатюк А. В., Работнов Н. С., Смиренкин Г. Н. — *ЯФ*, 1969, 10, вып. 3, с. 542—548.
14. Гольберг Б. М., Отрощенко Г. А., Шигин В. А. — *Докл. АН СССР*, 1959, 128, вып. 6, с. 1157—1159.
15. Воронников П. Е., Дубровина С. М., Отрощенко Г. А., Шигин В. А. — *ЯФ*, 1967, 5, вып. 2, с. 295—308.

16. James G. D., Lynn J. E., Earwaker L.— Nucl. Phys., 1972, A189, N 2, p. 225—249.
17. Воронников П. Е., Дубровина С. М., Шигин В. А., Отрощенко Г. А.— Phys. Chem. Fis., Vienna, 1965, 1, p. 157.
18. Pedersen J., Kuzminov B. D.— Phys. Lett., 1969, B29, N 3, p. 176—178.
19. Pava D., Blons J., Derrien H., Fubini A., Michaudon A.— J. Phys., 1968, 29, N 1, p. 159.
20. Migneco E., Theobald J. P.— Nucl. Phys., 1968, A112, p. 603—608.
21. Strutinsky V. M., Pauli H. C.— Phys. Chem. Fis., Vienna, 1965.
22. Brack M. J., Damgaard, Jensen A. S. et al.— Rev. Mod. Phys., 1972, 44, p. 320—405.
23. Urin M. G., Zaretsky D. F.— Nucl. Phys., 1966, 75, N 1, p. 101—108.
24. Гангерский Ю. П., Нгуэн Конг Хан, Прелатов Д. Д.— АЭ, 1972, 33, с. 829.
25. Flerov G. N., Pleve A. A., Polikanov S. M. et al.— Nucl. Phys., 1967, A97, N 2, p. 444—448.
26. Далсурен Б., Флеров Г. Н., Гангерский Ю. П., Лазарев Ю. А. и др.: Препринт, Е-15-4744, ОИЯИ.— Дубна, 1969.— 12 с.
27. Gangrski Yu. P., Markov B. N., Tsipenyuk Yu. M.— Phys. Lett., 1970, B32, N 3, p. 182—184.
28. Кузнецов В. Н., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.— ЯФ, 1966, 4, с. 279; 1967, 5, с. 271—273.
29. Soldatov A. S., Smirenkin G. N., Kapitza S. P., Tsipenyuk Yu. M.— Phys. Lett., 1965, 14, N 3, p. 217—219.
30. Rabotnov N. S., Smirenkin G. N., Soldatov A. S., Usachev L. N.— Compt. Rend. Congr. Int. Phys. Nucl., 1964, 11, p. 1135.
31. Смиренькин Г. Н., Ципенюк Ю. М.— Phys. Chem. Fis., 1980, 1, p. 31.
32. Андросенко Х. Д., Ермагамбетов С. Б., Игнатюк А. В., Работнов Н. С. и др.— Phys. Chem. Fis., Vienna, IAEA, 1969, p. 419.
33. Stavinsky V. S., Shaker M. O.— Nucl. Phys., 1965, 62, N 4, p. 667—672.
34. Гонин Н. Н., Козловский Л. К., Работнов Н. С., Ставиский Ю. Я. и др.— ЯФ, 1975, 22, вып. 4, с. 692—700.
35. Гонин Н. Н., Козловский Л. К., Мастеров В. С., Работнов Н. С. и др.— Нейтронная физика.— М.: 1980, ч. 3, с. 85—89.
36. Нестеров В. Г., Блюмкина Ю. А., Камаева Л. А., Смиренькин Г. А.— АЭ, 1964, 16, вып. 6, с. 519—521.
37. Шпак Д. Л., Остапенко Ю. Б., Смиренькин Г. Н.— Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, вып. 10, с. 489—492.
38. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Околович В. Н., Смиренькин Г. Н.— Physics and Chem. Fis., Vienna, 1980, 1, p. 443.
39. Карамян С. А., Оганесян Ю. Ц., Пустыльник Б. И., Флеров Г. Н.— Phys. Chem. Fis., Vienna, IAEA, 1969, p. 759.
40. Oganessian Yu. Ts., Lazarev Yu. A.— Pure and appl. chem., 1981, 53, p. 925.
41. Андреев В. Н., Недопекин В. Г., Рогов В. И.— ЯФ, 1968, 8, вып. 1, с. 38—49; 1969, 9, с. 23; 1977, 25, вып. 4, с. 732—738.
42. Vorobyov A. A., Seliverstov D. M., Grachov V. T., Kondurov I. A. et al.— Phys. Lett., 1972, B40, N 1, p. 102—104.
43. Селицкий Ю. А.— ЭЧАЯ, 1979, 10, вып. 2, с. 314—355.
44. Владимирский В. В., Андреев В. Н.— ЖЭТФ, 1961, 41, вып. 2, с. 663—664.
45. Данилян Г. В.— УФН, 1980, 131, вып. 3, с. 329—342.
46. Pashkevich V. V.— Nucl. Phys., 1969, A113, p. 400—404; 1971, A169, p. 275—293.
47. Адева Г. Д., Черданцев Г. А.— В кн.: Нейтронная физика.— М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч. 5, с. 221—225.
48. Воронников П. Е. Там же, ч. 4, с. 80—84.