

ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 300 М_эВ



Национальная академия наук Украины Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»

Н.И. Айзацкий, С.Н. Афанасьев, А.Ю. Буки, С.П. Гоков, Л.С. Ожигов, А.А. Пархоменко, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко

ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 300 МэВ

Под редакцией чл.-корр. НАН Украины, профессора А.Н. Довбни

Харьков 2017

УДК 539.14

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук, профессор Ю.А. Бережной, доктор физ.-мат. наук А.Ю. Корчин

Утверждено к печати решением Ученого совета Института физики высоких энергий и ядерной физики ННЦ ХФТИ от 17.01.2017 г.

И88 Исследования атомных ядер электронами и фотонами с энергией до **300 МэВ** / Н.И. Айзацкий, С.Н. Афанасьев, А.Ю. Буки, С.П. Гоков, Л.С. Ожигов, А.А. Пархоменко, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2017. – 393 с.

ISBN 978-617-619-203-9

В книге представлен большой объем экспериментальных результатов по исследованию фундаментальных вопросов ядерной физики электронами и фотонами. Описаны экспериментальные установки, линейный ускоритель электронов на 300 МэВ ХФТИ, результаты по радиационному облучению некоторых материалов. Работы проводились в основном с 1964 по 1993 год.

Книга может быть использована научными работниками, преподавателями, аспирантами и студентами, специализирующимися в области ядерной физики.

В книзі представлено великий обсяг експериментальних результатів з дослідження фундаментальних питань ядерної фізики електронами і фотонами. Описано експериментальні установки, лінійний прискорювач електронів на 300 МеВ ХФТІ, результати з радіаційного опромінення деяких матеріалів. Роботи проводилися в основному з 1964 по 1993 рік.

Книга може бути використана науковцями, викладачами, аспірантами та студентами, що спеціалізуються в області ядерної фізики.

The book presents a great body of experimental data from the studies into basic problems of nuclear physics through the use of electrons and photons. The survey describes the experimental facilities, the KIPT 300 MeV electron linac, and the data on irradiation of some materials. The experimental work was mainly performed at a period from 1964 to 1993.

The book can be of use for research workers, lecturers, postgraduates and students, who specialize in nuclear physics.

ISBN 978-617-619-203-9

© ННЦ ХФТИ, 2017

Посвящается 90-летию УФТИ-ННЦ ХФТИ и 100-летию Национальной академии наук Украины

Введение

Предлагаемая читателю книга является обобщением многолетних экспериментальных исследований атомных ядер, которые проводились на ускорителе электронов с энергией 300 МэВ Харьковского физико-технического института. В книге представлены В основном новые результаты, полученные впервые в области исследования атомных ядер. Благодаря работам Хофштадтера, которые проводились в Стенфордском университете (США) на линейном ускорителе электронов в 50-е годы XX столетия, Орсе (Франция), Харькове (Украина), университете Тохоко и в других лабораториях мира, появилось большое количество экспериментальных данных, которые можно было сравнивать между собой и с теоретическими расчетами, уточнять, анализировать, устанавливать новые закономерности и делать выволы.

B первой уникальный главе изложен комплекс разработанной аппаратуры, позволяющей проводить исследования атомных ядер методом рассеяния электронов. В него входит магнитный спектрометр с однородным магнитным Магнитное поле измеряется методом ядерного полем. магнитного резонанса с точностью 5.10-5. Спектрометр, в принципе, позволяет измерять спектры рассеянных электронов по импульсу с энергетическим разрешением 0,02% для точечного первичного пучка на ядерной мишени (этот предел определялся аберрацией прибора). Система измерения тока пучка обладает точностью 1%. Для регистрации рассеянных электронов применялись 10-, 16- и 22-канальные детекторы. построенные на основе быстродействующих сцинтилляторов в совпалении с черенковскими летекторами и позволявшие иметь временное разрешение 20 нс. Наконец, представлена система энергетического сжатия пучка, которая давала возможность преобразовать энергетический спектр электронов (из 0,5 до 0,065%) при энергии 225 МэВ.

3

Введение

Bo найденный второй главе показан закон среднеквадратичных радиусов распределения плотности заряда, который отличается от закона среднеквадратичных радиусов распределения плотности массы для тяжелых ядер. Показано, что в тяжелых ядрах избыточные нейтроны (N > Z) находятся на поверхности ядра, т. е. имеют так называемую «нейтронную шубу» или другими словами «нейтронную шкуру». В этой же главе показано, что распределение плотности заряда зависит от заполнения нуклонных оболочек и подоболочек как протонов, так и нейтронов. Читатель может согласуются экспериментальные увидеть, как угловые распределения дифференциальных сечений с расчетными по оболочечной модели и по теории Хартри-Фока с потенциалом нуклон-нуклонного взаимодействия Скирма.

B третьей главе рассматриваются низколежащие возбужденные 2⁺- и 3⁻-состояния дискретных уровней в четночетных и нечетных ядрах. Приведены формфакторы в переданного импульса и переходные зависимости OT плотности. Показано, как экспериментальные формфакторы согласуются с вычисленными на основе модельных переходных плотностей и по методу Хартри-Фока. Показано согласие измеренных мультиплетов дискретных уровней в нечетных ядрах с теоретической моделью возбужденного остова со слабой связью. Экспериментально подтверждена теория Шапиро-Дубового, основанная на аналитичности амплитуды (γ, p) - и (γ, n) -реакций методом фейнмановских диаграмм, о существовании резонансов выше энергетического порога испускания нуклонов.

Четвертая глава посвящена исследованию гигантских мультипольных резонансов методом рассеяния электронов с энергией ДО 225 МэВ. Для исследования гигантских мультипольных резонансов в ядрах экспериментаторы уже применяли достаточно богатый арсенал экспериментальных методик: неупругие рассеяния электронов, протонов, ядер гелия-3 и α-частиц. Благодаря всем этим методам и обширному экспериментальному материалу, полученному с помощью фотоядерных реакций, обнаружены достаточно сильные возбуждения в области энергии выше и ниже гигантского дипольного резонанса. Каждый метод

4

исследований имеет свои преимущества и специфические трудности, связанные с малым сечением процесса рассеяния частиц, высоким физическим фоном из мишени, чувствительностью аппаратуры и регистрацией рассеянных заряженных частиц. Экспериментаторами и теоретиками было выполнено большое количество работ по всему массовому диапазону ядер. В данной главе приведено сравнение экспериментальных данных, полученных на ЛУЭ-300 от *E*0 до *E*5 с теоретическими предсказаниями и данными других методов.

Глава пятая посвящена измерению функции отклика в рассеянии электронов на ядрах, которые проводились на ЛУЭ-300 ХФТИ. Представлено несколько оригинальных методических разработок, которые вызваны необходимостью получения экспериментальных функций отклика. Впервые на их основе был проведен ряд исследований атомных ядер. К ним относятся определения кулоновской энергии атомных ядер, изотопических эффектов в ядрах лития как в сечениях, так и в кулоновских суммах. Обнаружено аномальное поведение кулоновских сумм в ядрах ⁶Li μ ⁷Li по сравнению с другими ядрами. Экспериментальные функции отклика ядра ⁴Не использованы для проверки теоретических расчетов продольных функций отклика, основанных на различных моделях нуклон-нуклонных взаимодействий.

Глава шесть посвящена исследованию электро- и фотообразованиям α -частиц на ядрах ^{6,7}Li, ⁹Be, ¹²C и ²⁷Al. Сделаны выводы о вкладах *E*1- и *E*2-мультипольностей в сечения образования α -частиц. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами на основе кластерной модели ядра показало отсутствие количественного согласия между теорией и экспериментом.

В главе семь методом трекового 4π-детектора (диффузионная камера в магнитном поле) исследованы многочастичные фотоядерные реакции на ядрах *s*- (⁴He) и *p*-оболочек (¹²C, ¹⁴N и ¹⁶O). В эксперименте использована практически чистая мишень малой плотности. Проведено экспериментальное систематическое исследование фотопроцессов до порога рождения мезонов в одинаковых физических условиях опыта ДЛЯ всех каналов

Введение

фоторасщепления исследуемых ядер. Получены полные, интегральные и дифференциальные сечения целого ряда реакций и сделан вывод, что основным является резонансный механизм поглощения γ-квантов виртуальной подструктурой. Определено, что в многочастичных фотореакциях на *p*-оболочке преобладающим является последовательный двухчастичный распад с образованием промежуточных возбужденных состояний ядер.

В восьмой главе приведены результаты прикладных исследований на ускорителе ЛУЭ-300 ПО имитации повреждений реакторных радиационных материалов с помощью высокоэнергетических (e, γ) -пучков. Главное внимание уделено изучению воздействия облучения на механические свойства материалов. Изучены эффекты радиационного упрочнения низко- и высокотемпературной и радиационной ползучести. Установлена определяющая роль газообразных продуктов фотоядерных реакций, в частности гелия, в высокотемпературной радиационной хрупкости материалов. Положительный эффект на радиационную стойкость оказало введение в материалы редкоземельных элементов. На этой основе в ХФТИ разработаны аустенитные нержавеющие стали типа ХНС для оболочек твэлов реакторов на быстрых нейтронах, которые выдержали высокодозные реакторные испытания.

В девятой главе описаны особенности основных методик облучения различных объектов на ускорителе ЛУЭ-300, а также представлены данные ПО исследованию ряда облучаемых образцов. Использование ионизационной камеры, установленной за перемещающимися объектами, обеспечивает оперативную диагностику пучка электронов и повышает эффективность технологического процесса облучения. На установке проводилось облучение медицинских материалов и других объектов, в частности органических красителей. При исследовании механизмов взаимодействия релятивистских электронов с водным, спиртовым и глицериновым растворами следующих красителей: метиленового синего C₁₆H₁₈NaSCl и метилового оранжевого C₁₄H₁₄NO₃SNa, и их облучении электронами было установлено, что водные растворы всех красителей обладают меньшей стойкостью по сравнению со

6

спиртовыми и глицериновыми. Это связано с наличием в водных растворах химически активной гидроксильной группы ОН. Для всех растворов наблюдалась близкая к линейной зависимость оптической плотности от поглощенной дозы. Этот экспериментальный факт позволяет предположить, что в дальнейшем возможно использование подобных органических красителей в качестве основы для дозиметров различной чувствительности (от 1 до 5 Мрад).

В главе десять кратко изложена история создания в ННЦ ХФТИ линейного резонансного ускорителя электронов на энергию 300 МэВ (ЛУЭ-300). На основе опубликованных документов описаны проблемы, необходимость решения которых привела к сооружению этой установки. Потребность создания такого стенда заключалась в том, что без него невозможно было решить многие специфические вопросы, приобретающие особую важность при сооружении большого ускорителя на энергию 2 ГэВ (ЛУЭ-2 ГэВ). К ним относились, например, фокусировка и проведение пучка электронов от источника через весь ускоряющий тракт большой длины и выходные устройства к мишени с минимальными потерями тока, фазирование большого количества секций, обеспечение стабильности параметров и надежности оборудования при одновременной работе большого количества агрегатов, выбор оптимальной схемы управления ускорителем, получение исходных данных для сооружения биологической защиты и т. д. Приведены результаты испытательных работ, которые были проведены в 1961–1963 гг. Они показали, что решение о испытательного стенда создании было не только целесообразным, но и определяющим для успешного запуска ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ, поскольку выявленные недостатки оборудования могли бы вообще сделать запуск ЛУЭ-2 ГэВ проблематичным. Дается описание структуры ЛУЭ-300 в 1964 г., когда главной задачей ускорителя стало проведение ядерно-физических исследований. Как показало время, решение об использовании ЛУЭ-300 как самостоятельного ускорителя для выполнения программы научных исследований было правильным.

Н.Г. Шевченко

Глава

1

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА СП-95 НА ПУЧКЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЛУЭ-300 МэВ

Предисловие

Линейный ускоритель электронов с проектным значением энергии на выходе 300 МэВ, а также магнитный спектрометр СП-95 (это шифр специзделия) разрабатывались и создавались ХФТИ совместно НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, с г. Ленинград. Первоначально они задумывались как стенд для испытания оборудования, изготавливаемого для ЛУЭ-2000, но в 1963 году этот комплекс был принят Государственной комиссией как самостоятельная физическая установка. В то время не было опыта работы с электронами высоких энергий. Все делалось впервые. Не было опыта строительства соответствующих зданий, взаимодействия с промышленными предприятиями по изготовлению высокоточного тяжелого оборудования, защитных материалов. На месте проверялись условия радиационной защиты, готовился персонал для эксплуатации ускорителя. Были только способная молодежь – выпускники Харьковского государственного университета им. А.М. Горького (ныне ХНУ им. В.Н. Каразина), и энтузиазм в работе.

Хотелось бы рассказать о той сложной обстановке, в которой происходило строительство ускорителя и экспериментальной установки СП-95.

Два эпизода из истории строительства установки СП-95:

- как я побывал в здании Смольного, г. Ленинград;

 – борьба с неимоверно большим радиационным фоном в зале вывода и за зданием после включения ускорителя ЛУЭ-300.

Глава 1. Экспериментальная установка СП-95 на пучке ...

Антон Карлович Вальтер часто приходил в здание №3, чтобы узнать, как идет строительство ускорителя и экспериментальной установки, за которую я отвечал. Однажды он зашел и спрашивает: «Как у вас идут дела?» Говорю: «Уже все смонтировано, нет только магнитного спектрометра. По плану его должны были изготовить в 1962 году, а сейчас уже 1963 год, а его еще и не начинали делать. Смотрите, вот на поворотной платформе "пустое место"».



А.К. Вальтер, академик АН УССР, бывший зам. директора по науке

Он говорит: «Сфотографируйте это место и напишите письмецо, я подпишу – и поезжайте в Ленинградский обком партии». В то время это было неординарное решение. Надо было обладать большой смелостью и ответственностью за порученное дело. Я так и сделал. Приезжаю в Ленинград, обком партии находился в здании Смольного, предъявляю документы. Меня направляют к некоему Жукову, который курировал Ленинградский электромашиностроительный завод, на котором изготавливалось электрооборудование для исследовательских институтов. Он прочитал письмо, посмотрел фотографию и сказал: «Постараемся помочь». На второй день иду к директору завода. Он говорит: «Так вы жалуетесь». Я отвечаю: «А что

Предисловие

нам делать, у нас сроки запуска». – Напряженная пауза. – «Идите». И я ушел в цех. Но дело все-таки сдвинулось с мертвой точки, и к концу 1963 года, благодаря громадным нашим усилиям, 40-тонный магнитный спектрометр был изготовлен. Так почему же шло с таким трудом изготовление магнитного спектрометра? 1963 год известен тем, что был так называемый карибский кризис, американцы со своих баз нацелили ракеты с ядерными боеголовками на Советский Союз, а Н.С. Хрущев отправил на Кубу ракеты с ядерными зарядами, которые нацелили на США. Вот-вот могла вспыхнуть ядерная война. Шли прямые переговоры между Дж. Кеннеди и Н.С. Хрущевым, а в цехе, где изготавливался магнитный спектрометр, производилась партия моторов-генераторов, которые нужно было срочно отправить на Кубу. Было не до спектрометра. В конце концов, все благополучно уладилось. А.К. Вальтер всегда давал нам правильные советы. Его любили как человека и уважали как ученого и организатора науки. Он успешно проводил научную политику развития ускорителей электронов и ядерной физики. Об А.К. Вальтере – замечательном ученом и человеке, написано много, в частности, можно прочесть в книгах [1, 2].



Н.Г. Афанасьев, доктор физ.-мат. наук, профессор, бывший начальник лаборатории ВЭ-2

Ускоритель на 300 МэВ был помещен в бетонный бункер, чтобы ослабить радиационное излучение. Магнитный спектро-метр СП-95 и параллельный перенос пучка из ускорителя на СП-95 располагались в зале вывода, в котором были только две защитные стены: южная – со стороны ускорителя, и восточная - со стороны зала физиков. Северная и западная стены были из кирпича, как во всех промышленных зданиях, крыша – обычная. Когда включили ускоритель на максимальную энергию, фон в зале вывода и вокруг здания поднялся на неимоверную величину. Дозиметрические приборы зашкаливали. Точно измерить фон не было возможности. Н.Г. Афанасьев поручил мне подготовить техническое задание на строительство двух защитных стен – северную и западную. Все сделали быстро, включили ускоритель. Снаружи здания, под стенами, фон уменьшился, а вдали от стен был очень большой, перехлестывал через стены, отражаясь от крыши и атмосферы. Бетонную крышу сделать было нельзя, не выдерживала конструкция здания. Фон шел от параллельного переноса. Физическая аппаратура в зале вывода работать не могла из-за высокого фона. Начали обкладывать параллельный перенос электронного пучка фундаментными бетонными блоками, а сверху накрывать бетонными плитами. Это позволило снизить радиационный фон в зале магнитного спектрометра и за пределами здания и с определенными фоновыми трудностями начать проводить эксперименты. Учитывая этот горький опыт, в здании №2, где строился ускоритель на 2 ГэВ, над залом спектрометров СП-103 и СП-02 была сделана бетонная крыша, а параллельный перенос электронного пучка заключен в бетонный бункер и от-делен от спектрометров бетонной стеной. Вот с таким трудом преодолевались наши незнания.

Об Н.Г. Афанасьеве, современнике и последователе А.К. Вальтера, к сожалению, написано мало [1]. Н.Г. Афанасьев со своими учениками разработал три важнейшие экспериментальные установки на выходе электронных ускорителей 100 МэВ (установка №6, старая площадка), 300 МэВ (СП-95, здание №3) и 2 ГэВ (СП-103 и СП-02, здание №2), где проводились ядерные исследования. Под его научным руководством были получены важнейшие физические результаты о структуре атомных ядер. В этом кратком очерке изложены основные результаты, полученные на установке СП-95, построенной под его непосредственным руководством.

1.1. Общий план экспериментальной установки

На рис. 1.1 показаны (в плане) экспериментальная установка и вывод пучка на мишень. В нижней части рисунка приведен вертикальный разрез установки.



Рис. 1.1. Экспериментальная установка для изучения рассеяния электронов на ядрах: 1, 8 – поворотные магниты; 2, 6, 7 – квадрупольные линзы; 10 – пара квадрупольных линз; 4 – монохроматор;

5 – защита монохроматора; 3, 9, 20 – цилиндр Фарадея;

11 – клапан; 12, 19 – монитор вторичной эмиссии (МВЭ);

13 – сцинтилляционный экран; 14 – камера рассеяния;

15–17 – телевизионные камеры; 18 – мишень; 21– магнитный спектрометр; 22 – могильник пучка; 23 – лестница; 24 – лимб;

25 – противовес спектрометра; 26 – вакуумный насос; 27 – входной коллиматор спектрометра;

28 – магнитопровод спектрометра; 29 – вакуумная камера спектрометра; 30 – защита; 31 – выходной коллиматор спектрометра; 32 – черенковский счетчик; 33 – поворотная платформа Пучок электронов из линейного ускорителя (отделенного от экспериментального зала полутораметровой бетонной стеной) с помощью системы параллельного переноса выводится на мишень 18. Система параллельного переноса аналогична описанной в работе [3] и состоит из двух поворотных магнитов 1, 8, пяти квадрупольных линз 2, 6, 7, 10 и монохроматора 4. Цилиндры Фарадея 3, 9 служат для измерения тока прямого и один раз – повернутого пучка. Энергия пучка задается полем первого поворотного магнита, прокалиброванного по магнитному спектрометру. Поле поворотных магнитов стабилизируется по току, а измеряется методом ядерного магнитного резонанса.

Монохроматор позволяет пропустить пучок электронов на мишень с заданным разбросом по энергии.

Таким образом, система параллельного переноса позволяет получить на мишени сфокусированный пучок электронов заданной энергии с определенной моноэнергетичностью и свободный от сопутствующих частиц (n, γ, e^+ и других).

Наблюдение за положением и размерами пучка ведется по телекамерам 15, 16, направленным на сцинтилляционной экран 13, и экран, который устанавливается вместо мишени. Измерение тока пучка ведется МВЭ 19, прокалиброванному по цилиндру Фарадея.

Рассеянные электроны анализируются по импульсам магнитным спектрометром 21.

Магнитный спектрометр смонтирован на поворотной платформе 33 и может поворачиваться вокруг вертикальной оси камеры рассеяния 14 на 360°. Отсчет угла ведется по лимбу 24 с помощью телекамеры 17. Лимб закреплен на камере рассеяния. Так как магнитный спектрометр весит 41 т, то для баланса на противоположной стороне поворотной платформы установлен противовес 25 весом в 32 т.

На входе и выходе из вакуумной камеры магнитного спектрометра 29 установлены входной 27 и выходной 31 коллиматоры. На выходе из магнитного спектрометра установлен черенковский счетчик 32, который используется в качестве детектора электронов. Черенковский счетчик находится на 1,75 м ниже уровня пола и окружен массивной защитой 30 от фонового излучения.

Вакуумная система установки разработана таким образом,

что электроны от самого ускорителя до выхода из камеры магнитного спектрометра проходят по высокому вакууму, не встречая на пути разделительных фольг. Вакуумный объем установки без системы параллельного переноса (до клапана 11) составляет около 200 л. Откачка ведется одним паромасляным насосом типа ВА-0,5 и одним форвакуумным насосом типа ВН-2. Рабочий вакуум в установке 10⁻⁵ мм рт. ст.

1.2. Магнитный спектрометр

Для изучения взаимодействия электронов с ядрами под ру-ководством Н.Г. Афанасьева в 1961–1964 годах был рассчитан

ководством Н.1. Афанасьева в 1961–1964 годах оыл рассчитан и изготовлен магнитный спектрометр СП-95 [4–6] секторного типа с однородным полем, обладающим фокусировкой второго порядка в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Экспериментальная проверка характеристик спектрометра с помощью α-частиц и пучка электронов показала хорошее совпадение с расчетными данными. По своим характеристикам, опубликованным в 1966 году, СП-95 входил в четверку лучших спектрометров мира но энергетическоми разрешению. спектрометров мира по энергетическому разрешению. Он поз-волял производить анализ частиц с импульсом до 400 МэВ/с и использовать в качестве детектора одноканальный черенков-ский счетчик, фотоядерные пластинки и многоканальные счетчики.

1.2.1. Конструкция спектрометра СП-95

Магнит спектрометра сконструирован НИИЭФА им. Д.В. Ефремова. Ярмо магнита броневого типа. Полюса, ва-куумная камера и магнитные экраны жестко соединены между собой, образуя «пирог», который вводится внутрь зазора и при-крепляется к одному из сердечников. Такая конструкция обес-печивает высокую однородность поля между полюсами, а также точное взаимное расположение полюсов, вакуумной камеры и экранов. Расчетный контур полюсного башмака воспроизво-дился с точностью ± 0,5 мм. Внутренний контур вакуумной камеры спектрометра сконструирован исходя из требования полмеры спектрометра сконструирован исходя из треоования пол-ного пропускания частиц от точечного источника в пределах угла захвата $-2^{\circ}30' < \alpha < +2^{\circ}30'$ в медианной плоскости, фоку-сирующихся в произвольном месте фокальной линии для -9% $< \varepsilon < +9\%$, где $\varepsilon = (P - P_0)/P_0$, а P, P₀ – импульсы исследуе-мой и главной частиц. Зазор в вакуумной камере равен 66 мм. Кривая намагничивания (рис. 1.2) имеет удовлетворительную линейность, вплоть до напряженности магнитного поля ~10 кЭ, и позволяет анализировать частицы с импульсом 400 МэВ/с на линейном участке. На входе в магнит установлен входной коллиматор длиной 12 см (по ходу частиц), изготовленный из стали.



Рис. 1.2. Кривая намагничивания магнитного спектрометра СП-95

Коллиматор позволяет пропускать пучок частиц в пределах угла захвата $2\alpha_0 = 4^{\circ}18'$ в медианной и $2\gamma_0 = 2^{\circ}26'$ в вертикальной плоскостях и определяет телесный угол спектрометра. К выходному фланцу камеры спектрометра может присоединяться либо приставка для фотокассеты, либо приставка для черенковского счетчика, имеющего выходной коллиматор с регулируемой щелью. При работе с черенковским счетчиком выходной коллиматор устанавливается в точке наилучшей фокусировки. Он состоит из двух свинцовых половинок, внутренний профиль которых обработан по форме огибающих кривых. Щель коллиматора регулируется от 0 до 20 мм и, тем самым,

имеется возможность варьировать разрешающую способность спектрометра от минимальной (около 0,14%) до 1,55%.

Особое внимание уделялось правильности установки источника и детектора относительно границ магнита. Для этой цели были изготовлены специальные шаблоны, с помощью которых магнит устанавливался так, что центр камеры рассеяния совмещался с расчетным положением источника с точностью ± 0,9 мм, а любой из применяемых детекторов устанавливался с точностью 1 мм в расчетное положение. Параметры спектрометра СП-95 приведены в таблице.

Наименование параметров, единицы измерения	Расчет	Эксперимент	Метод измерения
1	2	3	4
Радиус поворота частиц <i>R</i> , мм	1269	(1276,4±0,08)%	_
Угол поворота Φ , град	70	—	_
Расстояние от источника до входа в магнит l_1 , мм	1269	_	—
Расстояние от выхода из магнита до детектора <i>l</i> ₂ , мм	1339,6	1369,4	_
Угол входа частицы \mathcal{E}_1 , град	61°30'	61°30'	_
Угол выхода частицы \mathcal{E}_2 , град	-43°48'	-43°48'	_
Радиус входной границы а, см	147,6	_	_
Радиус выходной границы <i>b</i> , см	277,4	_	_
Зазор между полюсами g, мм	88	88±0,4 0,1	_
Расстояние между эффек- тивной и материальной гра- ницами ξ , мм	34,1	36,6	_
Угол захвата в горизонтальной (медианной) плоскости α ₀ , град	2°9'	2°9'	_

Расчетные и экспериментальные значения основных параметров магнитного спектрометра

1	2	3	4
Угол захвата в вертикальной плоскости γ_0 , град	1°13'	1°13'	_
Разрешение \mathcal{E}_{p} , %			
Источник диаметром 4,5 мм	0,11	0,12	Фото-
			метод
То же	0,12	0,14	Счетчик
Источник диаметром 6 мм	0,14	0,19	с щелью 1,57 мм
Ширина пика на полувысоте			
в вертикальной плоскости		10	x
Источник диаметром 4,5 мм	14	12	Фото-
Town	12.2	15 61	метод
10 же Истонник лизметром 6 мм	13,5	19.01	с шешью
источник диамстром о мм	10,1	19,2	с щелью 1.57 мм
Светосила ω , ср	3,10.10-3	$(2,90\pm0,05)\cdot10^{-3}$ $(2,87\pm0,06)\cdot10^{-3}$	Счетчик Фото-
Kash human una mura n			метод
коэффициент увеличен в го- ризонтальной плоскости h _z	-0,35	-0,36±0,01	_
Коэффициент увеличен в вертикальной плоскости <i>h</i> _v	-3,60	-3,63±0,09	_
Дисперсия h_{ε} , мм/%	12,4	12,9±0,05	_
Угол наклона фокальной плоскости µ, град	58°16'	58°40'±1 ⁰	1
Ширина захвата по импуль- сам ε , %	±9	±9	_
Номинальная мощность, кВт	105	105	_
Напряженность поля при номинальной мощности, Э	13500	15000	_
Dee Marrie -	40	40	

Глава 1. Экспериментальная установка СП-95 на пучке ...

1.3. Наблюдение за пучком

Вывод пучка на мишень и контроль за его размерами и положением осуществляются с помощью телеустановки типа ПТУ-4 и двух сцинтилляционных экранов. Один из экранов устанавливается на место мишени вручную без нарушения вакуума в камере рассеяния, а второй – устанавливается и убирается с пучка дистанционно. Первоначально пучок выводится

по центру экрана, который устанавливается на место мишени, и по центру экрана, который устанавливается на место мишени, и одновременно засекается его положение на втором экране. Далее при работе с мишенями положение контролируется только по этому экрану. В качестве светящегося вещества на экран наносится слой ZnS, масштабной величиной служат отверстия в экране, расположенные на известном расстоянии. Для того чтобы видны были масштабные отверстия, экран подсвечивается электролампочкой. При этом видны и отверстия, и пучок. Известно, что излучение приводит к потемнению объектива телекамеры. Степень потемнения зависит от интенсивности излучения. Поэтому периодически (через 500...1000 ч работы) объективы приходится снимать и просветлять.

1.4. Измерение тока пучка

Для измерения абсолютных сечений необходимо измерять абсолютную величину первичного тока пучка. Для этой цели в абсолютную величину первичного тока пучка. Для этой цели в эксперименте использовалось два прибора: цилиндр Фарадея – для абсолютных измерений, и монитор вторичной эмиссии – для относительных измерений тока пучка. Цилиндр Фарадея содержит большую массу свинца и поэтому является сильным источником фона. Использование его затрудняет проведение измерений, особенно под большими углами, где сечения силь-но убывают. Монитор вторичной эмиссии из-за малого количе-ства материала, с которыми взаимодействует пучок, практиче-ски не дает фона. Поэтому он и применялся в опыте, будучи прокалиброван по цилиндру Фарадея. Основное требование, которое предъявляется к монитору вторичной эмиссии, – это стабильность его работы. стабильность его работы.

1.4.1. Цилиндр Фарадея

Цилиндр Фарадея является абсолютным прибором и рабо-тает по принципу поглощения заряда первичного пучка элек-тронов. Накопительный заряд измеряется интегратором тока. Используя работу Брауна и Таутфеста [7], были проведены расчеты основных параметров блока-поглотителя из свинца, который позволяет задерживать не менее 99,8% заряженной компоненты ливня, вызванного электронами с энергией 400 МэВ. Цилиндр Фарадея обеспечивает абсолютное измере-ние тока в диапазоне 10⁻¹¹...10⁻⁶ А с точностью 0,8%.

1.4.2. Монитор вторичной эмиссии

Датчик тока – МВЭ состоит из набора тонких металлических фольг диаметром 40 мм. Зазор между фольгами – 2 мм. Все нечетные фольги соединены в одну группу и представляют собой коллектор, а все четные – соединены в другую группу и представляют собой эмиттер. Коллектор и эмиттер изолированы от корпуса полистироловыми изоляторами. Подвод напряжения от батареи на коллектор и вывод с эмиттера на интегратор тока сделан через вакуумные фторопластовые уплотнения. Принцип работы датчика тока МВЭ основан на явлении вторичной электронной эмиссии. При прохождении электронов через фольгу происходит выбивание из поверхности вторичных электронов. Если рядом с первой фольгой расположить вторую и создать между ними такую разность потенциалов, чтобы электроны с первой фольги собирались на вторую фольгу, то на первой будет накапливаться положительный заряд. Величина этого заряда $Q_{\text{мвэ}}$ будет прямо пропорциональна заряду первичного тока, проходящего через фольгу: $Q_{MB3} = K(E) Q$, где Q = полный заряд тока пучка, коэффициент пропорциональности К(Е) называют коэффициентом вторичной эмиссии. Абсолютная градуировка МВЭ и заключается в определении К(Е).

Первые мониторы вторичной эмиссии изготавливались из алюминиевых фольг. В работах [9, 10] было показано, что стабильность K сильно зависит от чистоты поверхности фольг, времени пребывания МВЭ на воздухе, положения пятна пучка на фольгах. Это становится понятным, если считать, что электроны вторичной эмиссии выходят с поверхности фольг. Однако даже самая тщательная обработка поверхности алюминиевых фольг не дает желательной стабильности K(E) [10]. Это объясняется, по-видимому, тем, что поверхность алюминия имеет тонкую пленку окисла Al_2O_3 . Пленка может разрушаться в тех местах, где проходит пучок, и это будет приводить к изменению K(E).

В нашем МВЭ [11] мы использовали в качестве эмиттера две золотые фольги толщиной по 20 мкм. В качестве коллектора использовались три алюминиевые фольги толщиной по 10 мкм. Такое использование золотых и алюминиевых фольг обусловлено тем, что материал фольги коллектора не влияет на стабильность K(E). Кроме того, использование тонких алюминиевых фольг является выгодным. С одной стороны, это легкий материал, и его целесообразно использовать для уменьшения общей толщины материала на пути пучка, с другой стороны, алюминиевые фольги всегда доступны экспериментатору.

Ментатору. Проведенные исследования показали, что МВЭ с золотыми фольгами является вполне удовлетворительным прибором. Коэффициент его вторичной эмиссии остается постоянным при изменении тока пучка в широких пределах (до 12 мкА в импульсе), не зависит от положения пучка на фольгах, практически не изменяется после пребывания фольг в атмосфере. Наблюдается слабое увеличение *К* с ростом энергии электронов, которое может учитываться при помощи калибровочной кривой.

MBЭ позволяет измерять токи в диапазоне $4 \cdot 10^{-11} \dots 6 \cdot 10^{-6}$ A с точностью ~ 1%.

Для улучшения стабильности МВЭ мы начали подавать на коллектор не положительный потенциал, чтобы с эмиттера собрать все вторичные электроны, а отрицательный – и, тем самым, запереть вылет низкоэнергетичной компоненты спектра и собрать только высокоэнергетичные электроны, которые преодолевают запирающий потенциал (200 В). Это еще повысило стабильность коэффициента вторичной эмиссии.

1.5. Мишенные устройства 1.5.1. Ориентация мишени

При изучении рассеяния электронов на ядрах очень важным является получить спектр с хорошим энергетическим разрешением.

решением. На разрешение влияет очень много различных факторов, в том числе и ориентация мишени по отношению к пучку. Если мы расположим мишень нормально к пучку или под углом 45° , потери энергии электронов на ионизацию атомов мишени будут зависеть от того, на какой глубине произойдет рассеяние. Это приведет к энергетическому размытию спектральной линии и ухудшению разрешения. Например, вероятные потери энергии на ионизацию при толщине мишени ¹³⁹La 0,487 г/см² и энергии электронов E = 225 МэВ составляют 0,49 МэВ. Глава 1. Экспериментальная установка СП-95 на пучке ...



Рис. 1.3. Положение мишени, обеспечивающее равные ионизационные потери для всех рассеянных электронов под углом *θ*

Если же расположить мишень к пучку таким образом, чтобы нормаль к поверхности мишени делила угол рассеяния пополам, то потери энергии будут одинаковыми, независимо от того, на какой глубине произошло рассеяние, и пик будет только сдвинут по энергии, но не уширен. Это легко увидеть из рис. 1.3. Отрезок ОД = OA+AB, независимо от того, где поместить точку A на отрезке AB. А так как потери энергии в мишени на единицу длины до и после рассеяния будем считать равными (начальная энергия мало изменяется), то видим, что потери энергии будут всегда одинаковыми.

1.5.2. Четырехъячеечное устройство

Ориентация мишени осуществляется специальным механизмом автоматически, с изменением угла магнитного спектрометра. Механизм ориентации мишени находится в камере рассеяния и крепится к ее верхней части. Приводится в движение через поводок, связанный с нижней частью камеры. Механизм имеет барабан, в котором содержится четыре мишени. Смена мишени производится в положении 0° магнитного спектрометра вручную, без нарушения вакуума [12].

1.5.3. Пятнадцатиячеечное устройство

Для упрощения конструкции устройства на 15 мишеней одинаковость длины пути электронов до и после рассеяния на ядре в мишени соблюдается лишь приближенно [13]. Нормаль к мишени находится вблизи от линии, делящей угол рассеяния пополам. Для углов рассеяния от 20 до 90° угол между этой линией и нормалью не превышает 3°, а от 90 до 120° –

изменяется от 3 до 10°. Это приводит к тому, что максимальная разница в длине пути частиц в мишени составляет 2% для угла рассеяния 20° и достигает 17% для угла 120°. Расчет формы спектра для пучка электронов с энергией 150 МэВ, рассеянного на мишени ¹²С толщиной 100 мг/см² под углом 120°, дает полуширину линии 0,05%.

Эта величина вносит малый вклад в полное энергетическое разрешение, составляющее 0,6%. В данном приборе помеща-ются экран для наблюдения положения и размера электронного пучка, 13 мишеней и свободное отверстие для прохождения пучка, использующееся для калибровки монитора вторичной эмиссии по цилиндру Фарадея. Устанавливаются они дистанционно под пучок ускоренных электронов при любом угле рас-сеяния от 90 до 120°. Ориентация мишени автоматически уста-навливается вместе с установкой угла магнитного спектрометpa.

1.6. Детектирование рассеянных электронов

В качестве детектирование рассеянных электронов в качестве детектора рассеянных электронов на выходе магнитного спектрометра применялся вначале одноканальный черенковский счетчик [14]. Его выбор обусловлен спецификой работы на линейном ускорителе электронов. Известно, что длительность импульса ускоренных электронов – 1...2 мкс и частота посылок – 50 имп./с. Отсюда следует, что скважность при данных условиях имеет величину 10⁻⁴, а это значит, что разрешающее время регистрирующего прибора должно быть в 10⁴ раз лучше разрешающего времени прибора, работающего с пучком непрерывного режима.

пучком непрерывного режима. Кроме того, учитывая, что в зале, где проводились эксперименты, был высокий уровень излучения, то детектор должен обладать малой чувствительностью к фоновому излучению. Всем этим требованиям лучше всего отвечает черенковский счетчик, так как позволяет получать разрешение порядка 10⁻⁹ с, а также он чувствителен только к заряженным частицам, достигшим порога черенковского излучения. Кроме того, если придать соответствующую форму излучателю, то черенковский счетчик будет обладать избирательностью к направлению попадающих в него электронов. На рис. 1.4 схематически изображен одноканальный черенковский счетчик

ковский счетчик



Рис. 1.4. Схематическое изображение одноканального черенковского счетчика

Счетчик имеет следующие основные характеристики: быстродействие – 50 нс, оно определено временными свойствами фотоумножителя ФЭУ-24. При скорости счета 1 имп./пос. (посылка 1 мкс) просчеты составляют 5%. Эффективность регистрации рассеянных электронов близка к 100%. Счетчик работает в ждущем режиме для подавления внешнего фона. Схема регистрации имеет «ворота», которые открываются от синхроимпульса ускорителя всего на 9 мкс за 6,4 мкс до прихода импульса тока на мишень. При этом фон уменьшается в 7 раз по сравнению с фоном без «ворот».

1.6.1. Десятиканальный счетчик электронов

Основным достоинством сцинтилляционных детекторов является малое время высвечивания, которое составляет 3...5·10⁻⁹ с. Такие детекторы позволяют эффективно дискриминировать фон при использовании схем совпадений с малыми разрешающими временами. Тем не менее, эта система детектирования не лишена недостатков, а именно сложностей, связанных с конструкцией световодов, которые могли бы обеспечить хорошую светопроводимость, и компоновкой фотоумножителей, занимающих много места. Однако нам

удалось выполнить поставленные требования. Описываемый десятиканальный счетчик [15] позволяет регистрировать электроны в интервале энергий 50...300 МэВ. Каждый сцинтилляционный детектор счетчика имеет разрешение по импульсу 0,31%, а всего захватывает по импульсу 4,5% фокальной плоскости.

На рис. 1.5 дана схема расположения сцинтилляционных детекторов и черенковского радиатора по отношению к фокальной плоскости спектрометра.



Рис. 1.5. Схема расположения детекторов по отношению к фокальной плоскости спектрометра: 1 – коллиматор; 2 – ФЭУ-30; 3 – сцинтилляционный детектор; 4 – световод; 5 – черенковский детектор; 6 – ФЭУ-63

Десять сцинтилляционных детекторов 3 расположены в фокальной плоскости (пунктирная линия) магнитного спектрометра СП-95. Разрешение детектора по импульсу определяется его шириной, равной 4 мм, что при дисперсии магнитного спектрометра 12,9 мм/% составляет 0,31%. Высота сцинтиллятора (по направлению движения электрона) равна 8 мм, длина – 50 мм. Длина сцинтилляционного детектора определялась размером пучка на мишени и коэффициентом увеличения спектрометра по вертикали, а его высота – необходимым количеством света, поступающего на фотокатод фотоумножителей.

Расстояние между соседними детекторами равно 2 мм и определялось высотой сцинтиллятора и максимальным углом расходимости электронов на выходе спектрометра ($\pm 6^{\circ}$), для того чтобы электрон на выходе из спектрометра не мог зарегистрироваться двумя сцинтилляционными детекторами.

Радиатор черенковского детектора имеет форму усеченного конуса ($d_1 = 100 \text{ мм}, d_2 = 117 \text{ мм}, h = 100 \text{ мм}$) и изготовлен из оптического оргстекла. Его размеры определялись:

a) максимальным углом выхода электронов из спектрометра;

б) среднеквадратичным углом многократного рассеяния электронов в радиаторе;

в) максимальным захватом по импульсу сцинтилляционных детекторов.

Такая геометрия радиатора обеспечивает условие полного внутреннего отражения черенковского излучения электронов, выходящих из магнитного спектрометра, и обладает дискриминирующим свойством для фоновых электронов, поступающих из других направлений.

Импульсы света от сцинтилляционных детекторов регистрируются с помощью временных фотоумножителей ФЭУ-30 с диаметром фотокатода 50 мм, а от черенковского детектора – ФЭУ-63 с диаметром фотокатода 100 мм.

При скорости счета черенковского детектора 15 отсч./с, просчеты составляют менее 5%. Контроль за работой счетчика осуществляется с помощью полупроводниковых световспышек, расположенных на световодах.

На фотографии показан общий вид 10-канального счетчика электронов. На прямоугольной панели смонтировано 10 ФЭУ-30 с сцитилляторами, а под углом приставлен к ним черенковский детектор с ФЭУ-63.



1.6.2. Шестнадцатиканальный счетчик электронов

На современном этапе экспериментальных исследований в ядерной физике к регистрирующей аппаратуре предъявляются все более высокие требования. Так при изучении упругих и неупругих процессов необходимо с большой точностью получить разрешение по энергии возбуждения состояния ядер, для этого регистрирующая аппаратура должна обладать высоким энергетическим и временным разрешением.

В связи с вводом в эксплуатацию системы энергетического сжатия пучка электронов на ускорителе ЛУЭ-300, что позволило получить пучок электронов на мишени с энергетическим разбросом 0,06%, возникла необходимость повысить разрешающую способность детектирующей аппаратуры. Для этой цели был разработан многоканальный широкозахватный сцинтилляционный счетчик электронов на базе малогабаритных временных фотоумножителей ФЭУ-87.

На рис. 1.6 показана схема расположения сцинтилляционных детекторов в счетчике. В фокальной плоскости магнитного спектрометра (дисперсия 12,9 мм/%) расположены две группы детекторов 1–12 и 13–16.

Глава 1. Экспериментальная установка СП-95 на пучке ...

В первой группе расстояние между детекторами составляет 7 мм. Вторая группа детекторов расположена так, что их общая проекция на фокальную плоскость составляет непрерывную последовательность проекций от каждого детектора. При измерении спектров в широкой области энергий возбуждения эффективно применять первую группу детекторов, при измерении малых участков спектра (например, упругого пика) – вторую группу.



Рис 1.6. Схема расположения детекторов в шестнадцатиканальном счетчике: 1, 4 – сцинтилляторы; 2, 5 – световоды; 3 – ФЭУ-87; 6 – ФЭУ-30; 7 – черенковский излучатель; ФП – фокальная плоскость. Пунктирные и сплошные окружности показывают положение фотоумножителей, обращенных к нам фотокатодами и от нас соответственно

Расстояние между соседними детекторами определилось геометрическими размерами ФЭУ-87. Ниже первого ряда сцинтилляционных детекторов расположен второй ряд (см. рис. 1.6, поз. 1–VП), из которого каждый детектор перекрывал область, ограниченную двумя соседними детекторами первого ряда, т. е. детекторы 1, 2 перекрывались детектором I, а 3, 4 – II и т. д. Такое попарное разбивание необходимо для уменьшения загрусцинтилляторов: детекторах 1–VIII. Размеры в зок 1-12-0,75х42х2,1 мм; 13-16-1х42х2,1 мм; 1-VIII-18х42х3 мм. Соответственно собственное разрешение каждого канала счет-чика составляет $\delta = 5.8 \cdot 10^{-2}$; 7,75 $\cdot 10^{-2}$ и 1,40%. Каждые два детектора из 1-VIII имеют область перекрытия 4 нм. При определенном логическом включении электроники можно получить семиканальный счетчик с разрешением 0,31%. Максимальное число каналов в счетчике 16.

Черенковский детектор (излучатель) изготовлен из оптического оргстекла в виде двух блоков (01 и 02), образующих форму усеченной четырехгранной пирамиды, с площадью нижнего основания 142х71 мм и верхнего – 129х50,5 мм. Высота излучателя 103 мм. Для регистрации черенковского излучателя применяются временные фотоумножители ФЭУ-30. Оптический контакт в местах сцитиллятор-световод-ФЭУ осуществляется с помощью силиконового масла.

Эффективность каждого черенковского счетчика (01 и 02) равна почти 100% при загрузке 150 отсчетов/с. Разрешающее время схем совпадений 2т = 9 нс.

Временное разрешение счетчика равно 20 нс и определилось временем высвечивания в сцинтилляторе (3...5 нс) параметрами временных фотоумножителей ФЭУ-87 и ФЭУ-30, а также временными параметрами быстрых логических схем электроники. Высокая скорость набора информации осуществляется за счет многоканальности детекторов и их быстродействия.

Информация, поступающая с детекторов, направляется через быструю электронную логику, работающую в системе КАМАК, на ЭВМ.

1.6.3. Двадцатидвухканальный счетчик электронов

Разработан и испытан в экспериментальных [16] условиях двадцатидвухканальный счетчик, предназначенный для регистрации рассеянных электронов на выходе спектрометра СП-95 на ЛУЭ-300.

Счетчик имеет следующие основные параметры:

1) число каналов регистрации 22;

2) энергетическое разрешение каждого канала ~ 0,17%;

3) полный энергетический захват ~ 3,7%.

Детектирующая система счетчика работает по принципу перекрывающихся сцинтилляторов. Они расположены в два ряда по обе стороны фокальной плоскости спектрометра (рис. 1.7). Два соседних сцинтиллятора перекрываются по ширине (в направлении дисперсии) на 2 мм, длина каждого сцинтиллятора 50 мм, высота – 4,6 мм, ширина средних сцинтилляторов – 6 мм, а крайних – 4 мм. Размеры сцинтилляторов выбраны исходя из требуемого энергетического разрешения, размеров пучка на мишени, конверсионной эффективности пластика и условий светосбора.

Для увеличения быстродействия счетчика сцинтилляторы разбиты на две группы. Под каждой из них расположен радиатор черенковского канала. Световые импульсы от сцинтилляционных и черенковских детекторов регистрируются с помощью временных фотоумножителей ФЭУ-30.

Электронные схемы отбирают события типа $(2^+ \Psi^+ \Gamma 3^-)$ и $(1^+ \Psi^+ 2^+)^1$, тем самым достигается идентификация канала и отсечение фона. Такая система позволяет для *n*-сцинтилляторов получить 2n+1 каналов детектирования.

Счетчик был испытан на пучке электронов ускорителя ЛУЭ-300. Электроны с начальной энергией 225,8 МэВ рассеивались на мишени ¹²С на угол $\theta = 50^{\circ}$ и регистрировались 11 каналами двадцатидвухканального счетчика. При выборе рабочего режима счетчика проводилась регистрация электронов в области квазиупругого пика. Наличие плоской части в дискриминационных кривых и кривых задержанных совпадений и антисовпадений позволяет найти такой режим счетчика, который обеспечивает стабильную эффективность регистрации рассеянных электронов.

¹ Примечание. «+» – совпадения, «-» – антисовпадения.



Рис. 1.7. Схема детектирующей головки двадцатидвухканального счетчика: СЦ – сцинтилляторы; СВ – световоды; К – коллиматоры; Ч – черенковские радиаторы

1.7. Система энергетического сжатия пучка линейного ускорителя электронов на энергию 300 МэВ

Для повышения эффективности исследования ядер методом рассеяния электронов высоких энергий необходимы пучки электронов с узким энергетическим спектром порядка 0,1% и менее. Однако получение таких энергетических спектров улучшением узлов и систем самого ускорителя представляет определенные трудности (формирование сгустков малой протяженности с учетом сил пространственного заряда, устранение большого числа нестабильностей). Как правило, регулировка величины энергетического разброса производится коллиматором-монохроматором, что, с одной стороны, приводит к уменьшению интенсивности пучка на физической мишени и длительности импульса тока (это особенно нежелательно для экспериментов, использующих схемы совпадений), а с другой – к взаимодействию пучка с материалом коллиматора. В ХФТИ АН УССР на выходе линейного ускорителя электронов на энергию 300 МэВ была создана система энергетического сжатия пучка (СЭС), которая обеспечивала уменьшение энергетического разброса частиц пучка без потери его интенсивности [17]. Ранее СЭС пучка были созданы в Майнце (ФРГ) и Глазго (Шотландия) [18, 19].

СЭС состоит из двух основных частей: магнитного дебанчера и ускоряющей секции – компрессора. Из линейного ускорителя в эту систему поступают релятивистские электроны с начальным энергетическим разбросом, сгруппированные в сгустки. Так как радиус поворота электрона в магнитном поле зависит от его энергии, то электроны разных энергий движутся по отличающимся траекториям и проходят пути разной длины. Поскольку скорости их при этом одинаковы и практически совпадают со скоростью света, то сгусток расплывается (дебанчируется), и возникает связь между энергией электрона и его продольной координатой относительно центра сгустка. Преобразованный таким образом сгусток попадает в ВЧ-компрессор, который представляет собой диафрагмированный волновод, фазовая скорость волны v_{ϕ} в котором равняется скорости света с. Сгусток фазируется относительно ускоряющей волны в волноводе так, чтобы центр его располагался в нуле поля, электроны с большей энергией тормозились, а с меньшей – ускорялись. Таким образом, происходит выравнивание электронов по энергии в пределах сгустка, а следовательно, и сжатие энергетического спектра пучка. Коэффициент сжатия спектра зависит от энергии и может достигнуть 10 и более (коэффициент сжатия спектра равняется отношению ширины начального спектра к ширине сжатого спектра: $K_{cm} = (\Delta E/E_0)_{\rm H}/(\Delta E/E_0)_{\rm cm}$). На ЛУЭ-300 МэВ в качестве дебанчера была применена существующая система параллельного переноса пучка [20] (СПП) (рис. 1.8), что значительно упростило и удешевило изготовление и наладку СЭС.

1.7. Система энергетического сжатия пучка линейного ...



Рис. 1.8. Общий план СЭС пучка на ЛУЭ-300 МэВ: 1 – клистрон; 2 – направленный ответвитель мощности; 3 – регулируемый делитель мощности; 4 – фазовращатель; 5 – последняя ускоряющая секция; 6 – секция-компрессор; 7 – нагрузка; 8 – осциллограф; 9 – мишень; 10 – камера рассеяния; 11 – коллиматор спектрометра СП-95; 12 – магнитный спектрометр СП-95; 13 – многоканальный детектор; М₁, М₂ – поворотные магниты; Л₁, Л₂ – квадрупольные линзы; ИК – импульсный коллиматор; К – коллиматор

СЭС пучка исследовалась при энергиях 225 и 120 МэВ. Для определения энергетического разброса электронов пучка на выходе СЭС измерялись спектры упругого рассеяния на ядрах мишени 27 А1 (рис. 1.9). Спектр, измеренный для энергии 225 МэВ без СЭС, имеет энергетическую ширину на полувысоте 0,5% (1), с СЭС – 0,10% (2), а для энергии 120 МэВ – 0,83 (3) и 0,13% (4) соответственно. В разрешение спектров дает вклад как немонохроматичность пучка, так и разрешение регистрирующей аппаратуры. Регистрирующая аппаратура состоит из магнитного спектрометра СП-95 и сцинтилляционного счетчика. Зная полную ширину спектра, можно вычислить энергетический разброс электронов в пучке на мишени. Таким образом, ширина спектра пучка на мишени с включением СЭС оказывается равной 0,065% для энергии 225 МэВ и 0,10% для энергии 120 МэВ. Коэффициент сжатия спектра для энергии 225 МэВ равен 7,7, а для энергии 120 МэВ – 8,3.



Рис. 1.9. Спектры рассеянных электронов на ²⁷A1, измеренные магнитным спектрометром, без системы энергетического сжатия и после включения ее для $E_0 = 225$ (а) и 120 МэВ (б); угол рассеяния электронов $\theta = 45$ (а) и 57° (б); штриховая линия – уровень шума

Коэффициент стабилизации энергии пучка при уходе на 0,5% равен 10. Размеры пучка мишени 1,5х1,5 мм. Применение последовательного включения питания поворотных магнитов системы параллельного переноса и фокусировки линзами позволило стабилизировать положение пучка на мишени менее 0,2 мм/ч. Кроме того, применение СЭС привело к значительному улучшению фоновых условий в экспериментальном зале по сравнению с ранее использовавшимся способом монохроматизации пучка с помощью щелевого коллиматора.

Они разрабатывали приборы для установки СП-95 и проводили исследования атомных ядер



Первый ряд: А.Ф. Быковский, В.И. Молочный, Н.Г. Шевченко, А. Новгородцев, В.Д. Афанасьев. Второй ряд: Брусенцов, А.А. Хомич, Т.Н. Губенков, И.С. Гулькаров



Слева направо: Н.Г. Шевченко, В.М. Хвастунов, И.С. Гулькаров, В.И. Молочный, В.Н. Полищук, Г.А. Савицкий, А.А. Хомич



Н.Г. Шевченко проверяет работу систем установки СП-95



Комплекс измерительной аппаратуры (видны пульт управления и часть стоек с измерительной аппаратурой)
1.7. Система энергетического сжатия пучка линейного ...



Н.Г. Шевченко за пультом СП-95. Все управление установкой осуществляется дистанционно из зала физиков



Инженер Раиса Григорьевна Якимова за работой вычислительной машины CM-1

Список литературы к главе 1

1. Академик АН УССР Антон Карлович Вальтер. К 95летию со дня рождения. Воспоминания близких и соратников. Харьков, 2000, 100 с.

2. Ю. Ранюк. Лаборатория №1 // Ядерна фізика в Україні. З нагоди 70-ї річниці розщеплення атомного ядра. Харків, 2001, 589 c.

И.А. Гришаев, В.В. Кондратенко, 3. В.В. Петренко, А.Г. Попов, В.А. Скубко. Выходное устройство линейного ускорителя электронов до энергии 90 МэВ // ПТЭ. 1963, №2, c. 26-28.

4. М.Г. Афанасьєв, В.О. Гольдштейн, Г.А. Савицький, В.М. Хвастунов, М.Г. Шевченко. Розрахунок магнітного спектрометра для частинок з імпульсом до 400 MeB/c // УФЖ. 1966, т. XI, №10, с. 1146-1148.

Н.Г. Афанасьев, В.А. Гольдштейн, Г.А. Савицкий, 5. Е.В. Степула, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Магнитный спектрометр для частиц с импульсом до 400 МэВ/с // ПТЭ. 1966, №5, c. 44-50.

6. Н.Г. Афанасьев, В.А. Гольдштейн, Г.А. Савицкий, Е.В. Степула, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Регистрация спектра частиц с импульсом до 400 МэВ/с магнитным спектрометром // ЖТФ. 1967, т. XXXVII, в. 9, с. 1671-1675.

7. K.L. Brown, G.W. Tautfest. Faradey - Cup Monitors for High – Energy Electron Beams // Rev. Scient. Instrum. 1956, N 27, p. 696-762.

8. Н.Г. Афанасьев, А.В. Демьянов. Интегратор тока пучка электронов // ПТЭ. 1962, №2, с. 20-22.

9. D.B. Isabelle and P. Row. Factors influencing the stability of a secondary electron monitor // Nucl. Instrum. and Meth. 1963, v. 20, p. 17-20.

10. Ю.М. Аркатов, П.И. Вацет, В.И. Волощук и др. Исследование монитора вторичной эмиссии на пучке электронов // ПТЭ. 1966, №4, с. 27-28.

11. Н.Г. Афанасьев, В.Д. Ковалев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Исследование эффективности монитора вторичной эмиссии // ПТЭ. 1966, №4, с. 29-31. 12. Н.Г. Шевченко. Исследование ядер Y⁸⁹, Nb⁹³, La¹⁸⁹ ме-

тодом рассеяния электронов высоких энергий // Дис. ... канд.

физ.-мат. наук. Харьков, 1967.

13. Н.Ф. Халин, В.Я. Головня, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Прибор для автоматической ориентации мишеней // ПТЭ. 1973, №5, с. 29-31.

14. Н.Г. Афанасьев, В.М. Деняк, Д.П. Рева, Г.А. Савицкий, В.И. Сторцев, Н.Г. Шевченко. Черенковский счетчик для регистрации высоких энергий // ПТЭ. 1966, №3, с 90-94.

15. В.Н. Полищук, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, А.Ю. Буки, Ю.В. Владимиров, В.И. Вуйцик, В.П. Лихачев, С.Д. Файнзильберг. Многоканальный счетчик для регистрации электронов высоких энергий: Препринт ХФТИ 72-40. Харьков, 1972, 20 с.

16. В.П. Лихачев, А.А. Немашкало, Ю.В. Владимиров, В.М. Деняк, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Л.Д. Ярошевский. Результаты исследования 22-канального счетчика электронов с перекрывающимися сцинтилляторами на СП-95 // ВАНТ. Серия «Физика высоких энергий и атомного ядра». 1974, в. 3(12), с. 45-46.

17. Н.Г. Афанасьев, А.Ю. Буки, Ю.В. Владимиров и др. Система энергетического сжатия пучка линейного ускорителя электронов на энергию 300 МэВ // ЖТФ. 1984, т. 54, в. 3, с. 518-526.

18. H. Hermighaus, K.N. Kaiser. Design, construction and performance of the Mainz 300 MeV electrons linac // Nucl. Instrum. and Meth. 1973, v. 113, p. 189-194.

19. W.A. Gillespie, M.G. Kelliher. The energy compressor at the Glazgow 170 MeV electrons linac // Nucl. Instrum. and Meth. 1981, v. 184, p. 285-292.

20. И.И. Чкалов, Л.А. Махненко, К.С. Рубцов, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Расчет системы транспортировки пучков заряженных частиц. Улучшение энергетического разрешения системы параллельного переноса пучка электронов на выходе ЛУЭ-300: Препринт ХФТИ 73-5, Харьков, 1973, 51 с.

Глава

2

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

Введение

Изучение рассеяния электронов высоких энергий на атомных ядрах впервые было начато примерно в 1953 году Пиддом, Хаммером и Рака [1] на синхротроне Мичиганского университета при энергиях до 60 МэВ. Начиная примерно с того же времени, опыты по рассеянию электронов начали проводиться в Стенфордском университете Хофштадтером и сотрудниками на линейных ускорителях электронов; описание первых опытов подробно дано в работе [2]. Аналогичные опыты проводились на линейных ускорителях в Орсэ, Франция (примерно с 1960–1961 года) и в Дармштадте, ФРГ (примерно с 1964 года). В Советском Союзе эксперименты по рассеянию электронов на атомных ядрах впервые начали проводиться в Харькове на линейных ускорителях электронов ФТИ АН УССР с энергией до 90 МэВ (с 1963 года) и с энергией до 300 МэВ (с 1964 года).

Метод использования в качестве налетающих частиц высокоэнергетичных электронов имеет ряд преимуществ перед другими методами исследования электромагнитных свойств атомных ядер. Основное преимущество этого метода перед кулоновским возбуждением тяжелыми частицами сводится к следующему. Рассеяние электронов легче трактовать теоретически, так как этот процесс чисто электромагнитный. Кроме того, с помощью электронов можно возбуждать более высокие возбужденные состояния атомных ядер. По сравнению с фотоядерными методами, очень широко использующимися, этот метод тоже имеет ряд преимуществ как методического, так и принципиального характера. Во-первых, в экспериментах по

Введение

рассеянию электронов значительно легче добиваться высокого энергетического разрешения, а также производить мониторирование первичного пучка. Во-вторых, связанное с электроном электромагнитное поле имеет, в отличие от фотона, и продольную, и поперечную компоненты. Выбирая соответствующим образом экспериментальные условия, можно по своему желанию изменять их относительный вклад в рассеяние.

Но этот метод, в свою очередь, содержит некоторые трудности. Электроны, проходя через мишень, очень легко теряют свою энергию на ионизацию атомов и на радиационное излучение в поле ядра. Поэтому в спектре, например, упругорассеянных электронов всегда присутствуют электроны с большим сбросом по энергии, причем относительное число таких электронов довольно большое. Эти электроны приводят к наличию в спектре упругорассеянных электронов со стороны малых энергий длинного радиационного хвоста. Его присутствие, а также наличие аналогичных радиационных хвостов при неупругом рассеянии сильно затрудняет извлечение сведений о величине сечений рассеяния.

Необходимость отделения упругого рассеяния от неупругого, а также разделения неупругого рассеяния, связанного с различными процессами, требует хорошего энергетического разрешения. Это приводит к тому, что пучок начальных электронов должен иметь малый разброс по энергии, а используемая для анализа по энергиям рассеянных электронов аппаратура должна обладать хорошим энергетическим разрешением.

При работе на линейных ускорителях, которые имеют короткий импульс тока, требуется высокое временное разрешение детектирующей аппаратуры. Это же налагает требование на стабильность импульса тока пучка электронов по длительности.

2.1. Теоретические вопросы рассеяния электронов. Упругое рассеяние

Теоретическая трактовка процесса упругого рассеяния на ядрах хорошо развита. Для анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию на легких ядрах [2, 3] в основном использовалось борновское приближение. В этом приближении волновые функции как начального, так и рассеянного электронов берутся в виде плоских волн. Кроме того,

пренебрегают поляризацией и отдачей ядра при рассеянии на нем электрона. Тогда дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона на бесспиновом ядре, распределение заряда которого обладает сферической симметрией, в системе центра инерции имеет очень простой вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega\Big|}_{Momm} \cdot \big|F\big|^2, \qquad (2.1)$$

где

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{Momm} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right) \cdot \frac{\cos^2\theta/2}{\sin^4\theta/2} -$$
(2.2)

дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов с начальной энергией E_o на угол θ на точечном бесспиновом ядре заряда Z (формула Мотта), а $|F|^2$ – некоторый множитель, зависящий от распределения заряда в ядре, называемый формфактором ядра. При высказанных выше предположениях его связь с распределением заряда $\rho(r)$ имеет следующий вид:

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr, \qquad (2.3)$$

где *q* – импульс, переданный ядру электроном в процессе упругого рассеяния, равный

$$q = \frac{2E_0}{\hbar c} \sin \frac{\theta}{2}.$$
 (2.4)

В действительности волновую функцию рассеянного электрона нельзя рассматривать в виде плоской волны из-за тех искажений, которые возникают при взаимодействии электрона с сильным электромагнитным полем ядра. Все же борновское приближение из-за своей простоты является хорошим качественным методом анализа экспериментальных данных, а для легких ядер оно дает очень хорошее количественное согласие с более точными методами. Анализ данных для ядер 1роболочки, проведенный Майер-Беркхаутом и др., показал, что в местах, отстоящих на некотором расстоянии от нулей в дифференциальном сечении в борновском приближении, точный метод анализа очень мало отличается от анализа в борновском приближении. Чтобы устранить это малое отличие достаточно взять радиальный параметр распределения заряда в

борновском приближении на несколько десятых процента большим, чем в точном методе. Вопрос применения борновского приближения к анализу экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов на ядрах хорошо освещен в обзорных работах [2, 3].

При проведении количественного анализа для более тяжелых ядер необходимо применять точные методы, так как здесь уже нельзя пренебрегать искажением в поле ядра волновой функции электрона. Наиболее полно такой метод, получивший название парциально-волнового анализа, был описан в работе Енни, Равенголла и Вильсона [4]. Этот метод анализа, в основном, сводится к следующему. Волновая функция электрона разлагается в ряд по парциальным волнам, характеризующимся определенным полным угловым моментом и его проекцией. Затем, используя уравнение Дирака для релятивистского электрона, движущегося в поле электростатического потенциала сферически-симметричного распределения заряда, с помощью численного решения находятся сдвиги фаз каждой парциальной волны. Точность вычисления зависит только от количества учтенных парциальных волн. С увеличением энергии начальных электронов и угла рассеяния число волн, которые необходимо учитывать, возрастает.

Парциально-волновой анализ упругого рассеяния на ядрах представляет собой очень трудоемкий метод, требующий работы на быстродействующих электронно-вычислительных машинах. Кроме того, в нем не дается функциональной связи между параметрами распределения заряда в ядре и сечением рассеяния. Поэтому при небольшом повторном изменении параметров необходимо всегда расчет производить снова с самого начала. Для устранения этих недостатков выдвигаются приближенные методы анализа. Некоторый успех в этом направлении уже достигнут [5, 6]. Суть таких методов заключается в том, что вычисления производятся по аналогии с борновским приближением, но только вместо плоских волн в качестве волновых функций электрона используются волны, амплитуда и фаза которых искажены полем рассеивающего ядра. Такой подход к процессу упругого рассеяния на ядре справедлив при достаточно больших энергиях начальных электронов, поэтому он носит название высокоэнергетического приближения или

метода больших энергий. Пределы справедливости высокоэнергетического приближения рассмотрены в работе [6].

Во всех упомянутых нами выше методах анализа упругого рассеяния электронов на ядрах в самом начале производится задание модели распределения заряда в ядре, а затем с помощью изменения величин параметров этого распределения находится наилучшее согласие расчетных и экспериментальных сечений рассеяния. Модели распределения заряда в основном выбирались феноменологическим образом. Последующее их применение для объяснения экспериментальных данных подтвердило реальность некоторых из них и отбросило другие. Однако еще существует несколько примерно одинаково вероятных моделей. Так, например, для описания распределения заряда в средних и тяжелых ядрах хорошо подходят такие распределения заряда, которые имеют почти постоянную величину в центре и размазаны на краю. К таким моделям относятся: трапецеидальная, модифицированная гауссовская, семейство II и Ферми. Наиболее часто при анализе экспериментальных данных используется модель Ферми, имеющая вид:

$$\rho(r) = \rho_0 \left\{ 1 + e^{\frac{r-c}{b}} \right\}^{-1}, \qquad (2.5)$$

где ρ_0 определяется из условия нормировки: $4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) r^2 dr = 1$, а параметры *c* и *b* характеризуют размер и размазанность края соответственно. Параметр *c* определяет расстояние от центра ядра, на котором плотность заряда спадает до половины ее максимального значения. Параметр *b* связан с толщиной поверхностного слоя *t* (расстоянием, на котором плотность заряда спадает от 0,9 до 0,1 ее максимального значения) следующим образом:

$$b = \frac{t}{4\ln 3} \approx \frac{t}{4,40}.$$
 (2.6)

2.2. Рассеяние электронов на ядре ¹²С

Упругое рассеяние электронов на ядре ¹²С измеряли при энергиях первичных электронов 100 и 200 МэВ в интервале углов соответственно 20...105 и 40...100°. Энергия и интервал углов были выбраны с целью измерения квадрата

формфактора ядра 12 С в возможно более широком диапазоне переданных импульсов и, главным образом, при малых переданных импульсах, где формфактор близок к единице. Это дало нам возможность привести измерения к абсолютным значениям.

Квадрат формфактора определяется как отношение экспериментального сечения к моттовскому:

$$F^{2} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \left(E, \theta \right)_{_{\mathcal{HC}n}} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \left(E, \theta \right)_{_{Momm}}$$
(2.7)

и приведен на рис. 2.1, из которого видно, что экспериментальные точки при $q^2 \rightarrow 0$ лежат выше единицы. Это говорит о том, что в наших абсолютных измерениях не учтены некоторые факторы, которые приводят к подъему всех точек. Сплошная кривая на рис. 2.1 представляет собой ряд разложений по степеням (q^2) до шестого члена включительно, подогнанный к экспериментальным точкам по методу наименьших квадратов. Коэффициент при нулевой степени (q^2), равный 1,28, определяет величину, на которую следует разделить все полученные значения F^2 . Коэффициент при q^2 дает также возможность определить среднеквадратичный радиус ядра ¹²С. Он получился равным 2,53 · 10⁻¹³ см.

К экспериментальным точкам (см. рис. 2.1), поделенным на коэффициент 1,28 по методу наименьших квадратов, подгонялся формфактор, соответствующий распределению заряда в ядре по обобщенной оболочечной модели [7]. Из подгонки был определен среднеквадратичный радиус ¹²C, равный

 $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 2,51 \cdot 10^{-13} \,\mathrm{cm}.$

Значение среднеквадратичного радиуса, полученное в нашей работе [8], согласуется со значением 2,50·10⁻¹³ см, полученным в работе [9], в которой измерения велись при энергии электронов 420 МэВ и подгонка – по обобщенной оболочечной модели.

Таким образом, мы отладили описанную в гл. 1 экспериментальную установку и провели измерения формфактора ядра 12 С в диапазоне переданных импульсов 0,176...1,55 фм⁻¹. Абсолютная точность измерений формфактора не хуже ±10%.



Глава 2. Упругое рассеяние электронов на атомных ядрах

Рис. 2.1. Зависимость квадрата формфактора ядра ¹²С от квадрата переданного импульса q^2 , ϕm^{-2} . Сплошной кривой нанесен степенной ряд по q^2 , подогнанный к экспериментальным точкам по методу наименьших квадратов

2.2.1. Рассеяние электронов на ядрах ⁸⁹Ү, ⁹³Nb, ¹³⁹La

Было предпринято изучение ядер в малоисследованной области массовых чисел 60 < A < 180. Для ядер ⁴⁰Са и более тяжелых экспериментальные данные по упругому рассеянию электронов лучше всего описываются с помощью двухпараметрического фермиевского распределения плотности заряда в ядре [10]. Процесс измерения и получения дифференциальных сечений с учетом различных поправок детально описан в работах [11–13].

На рис. 2.2 приведена угловая зависимость дифференциального сечения рассеяния электронов с энергией 226 МэВ на ядре ¹³⁹La. На рисунке видны три дифракционных минимума, впервые измеренные в этой работе при рассеянии электронов больших энергий. Четко выраженная картина второго (~ 70°) и третьего (~ 100°30') дифракционных минимумов позволяет довольно точно определять параметры *с* и *в*. Теоретическая кривая очень критична в этой области к параметрам *с* и *в*. Так при изменении параметра *с* на 2% положение второго и третьего минимумов смещается примерно на 2⁰. Изменение параметра *в* на ± 4% приводит к изменению сечения в области второго и третьего дифракционных минимумов на ± 13%.

Аналогичные данные получены и на ядрах ⁸⁹Y, ⁹³Nb. Параметры распределения плотности заряда следующие:

 $^{89}_{02}$ Y - c = 4,76 ± 0,05, e = 0,570 ± 0,030;

⁹³Nb – $c = 4,87 \pm 0,05$, $e = 0,573 \pm 0,030$;

 139 La – $c = 5,71, \ e = 0,534.$

Поскольку измерения являются абсолютными, то при подгонке теоретической кривой экспериментальные точки не двигались. Это исключает неопределенность в параметрах *с* и *в*, которая присутствует при относительных измерениях. Мы оцениваем точность определения параметров *с* и *в* модели Ферми из наших экспериментальных данных соответственно в 1 и 5%. Хорошее согласие теоретической кривой с экспериментальными точками при $\theta \ge 38^0$ показывает, что двухпараметрическая модель Ферми хорошо описывает распределение заряда в ядрах ⁸⁹Y, ⁹³Nb, ¹³⁹La.



Рис. 2.2. Угловая зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния электронов на ядре ¹³⁹La при энергии (225±0,7) МэВ. Сплошная кривая – расчет в высокоэнергетическом приближении, штрихпунктирная – расчет в борновском приближении. В обоих случаях приняты распределение заряда Ферми и значения параметров *c* = 5,71 фм, *e* = 0,534 фм. На вставке показано распределение заряда для этих параметров

2.3. Закон среднеквадратичных радиусов распределения ...

2.3. Закон среднеквадратичных радиусов распределения плотности заряда

Анализируя экспериментально измеренные радиусы ядер [7], обычно откладывают зависимость $R \cdot A^{-1/3}$ от A (рис. 2.3,б).



Монотонный спад радиального параметра можно рассматривать как увеличение средней плотности ядерного вещества. Однако такое объяснение не находит своего подтверждения в экспериментах [14, 15] по рассеянию сильновзаимодействующих частиц на ядрах, из которых следует, что массовые радиусы R_A изменяются пропорционально $A^{1/3}$ и, следовательно, не

Глава 2. Упругое рассеяние электронов на атомных ядрах

наблюдается увеличения плотности ядерного вещества. Спад радиального параметра может происходить из-за того, что измеряется радиус только зарядовой части ядра, а он относится ко всему ядру (ко всей массе). Но так как в экспериментах по рассеянию электронов измеряется радиус распределения плотности заряда, а не ядерного вещества, то естественно исследовать зависимость $R \cdot Z^{1/3}$ от Z. Величина $R \cdot Z^{1/3}$ имеет физический смысл эквивалентного радиуса сферы, которая приходится на один протон в ядре. Пользуясь данными работ [7, 8, 11, 12], а также работы [13], мы построили зависимость $R \cdot Z^{1/3}$ от Z (см. рис. 2.3,а); она оказалась постоянной для всех измеренных средних и тяжелых ядер, начиная с ²⁸Si, и равной (1,63±0,03) фм. Так как эквивалентный радиус R связан со $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ радиусом среднеквадратичным соотношением $R = \sqrt{\frac{5}{3}} \langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$, то легко получить, что $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = (1,00\pm0,02)(2Z)^{1/3} \, \text{фм.}$ (2.8) $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$, фм Ta 81 5 4 3 2 1 20 30 40 50 60 70 80 <u>,</u>91) Ζ 10 П



Сплошная кривая – зависимость $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = (2Z)^{\frac{1}{3}} \phi M$ Эта зависимость с точностью до 2% описывает экспери-

ментальные значения среднеквадратичных радиусов ядер,

начиная с ²⁸Si и выше (рис. 2.4). Из легких ядер хорошо подчиняется этой зависимости только ⁴He.

2.4. Радиусы распределения заряда и массы в ядрах

Раньше обычно считалось, что радиусы распределения плотности протонов и нейтронов в ядре с достаточно высокой точностью одинаковы, хотя и были некоторые теоретические предпосылки, указывающие на их различие [16]. На рис. 2.4 приведена зависимость (2, 8), которая хорошо описывает все ядра, близкие к сферически симметричным. Некоторые легкие (⁶Li, ⁹Be и др.) и тяжелые несферические (¹⁸³Ta) ядра отклоняются от этой зависимости, по-видимому, вследствие некоторых своих особенностей. Таким образом, с одной стороны, при анализе зависимостей зарядовых радиусов от Z удается получить достаточно точное выражение для среднеквадратичных зарядовых радиусов и, с другой стороны, объяснить уменьшение радиального параметра $R_z A^{-1/3}$, если отбросить предположение о равенстве зарядовых и массовых радиусов. Однако для доказательства различия между радиусами массы и заряда необходимо сравнить их непосредственно.

Необходные сравнить их непеередствение: На рис. 2.5 в зависимости от $A^{1/3}$ даны среднеквадратичные радиусы распределения заряда, полученные из экспериментов по рассеянию электронов, и среднеквадратичные радиусы распределения массы, найденные Гринлесом [17], на основе оптического потенциала ядра из данных по рассеянию 30 МэВ протонов.

Чтобы представить среднеквадратичные радиусы распределения заряда в функции $A^{1/3}$, использовалась эмпирическая связь между Z и A для стабильных ядер [7]:

$$Z = \frac{A}{2 + 0.015A^{\frac{2}{3}}}.$$
 (2.9)

Из рис. 2.5 видно, что все данные о среднеквадратичных радиусах распределения массы

$$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = A^{\frac{1}{3}} \phi M$$
 (2.10)

располагаются выше кривой для среднеквадратичных радиусов распределения заряда $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = (2Z)^{1/3}$ фм в области тяжелых ядер и в пределах экспериментальных ошибок согласуются с экспериментальными данными [17]. Выражения (2.8) и (2.10) показывают, что массовый и зарядовый радиусы для 40 Са должны совпадать, а для такого ядра, как 208 Pb, различие между ними должно составлять около 0,5 фм.

Таким образом, анализируя большое количество экспериментальных данных сильновзаимодействующих частиц и рассеяние электронов, нами было показано, что массовые радиусы больше зарядовых для ядер, у которых число нейтронов больше числа протонов, и введено понятие о «нейтронной шубе» [18].



Рис. 2.5. Зависимость массовых и зарядовых среднеквадратичных радиусов от *А*^{1/3}: Δ, о – данные экспериментов по рассеянию электронов; □ – данные экспериментов по рассеянию протонов с энергией 30 МэВ [17]

2.5. Распределение заряда в изотопах, изотонах, изобарах атомных ядер

Закон среднеквадратических радиусов распределения плотности заряда $(2Z)^{1/3}$ описывает ядра изотопов с точностью 2%. Поэтому возник вопрос, какие физические эффекты оказывают влияние на эту величину.

Для этих исследований была изменена методика измерений и анализа результатов. Из-за малого влияния небольшого изменения числа нейтронов на распределение заряда эти исследования проводились путем определения относительных сечений. Для этого было применено новое мишенное устройство [19], рассчитанное на 15 мишеней, которое позволяло дистанционно устанавливать на пути электронного пучка любую мишень. Это дало возможность проводить измерения под данным углом, меняя только мишени, и тем самым выдерживать почти одинаковые условия эксперимента для всех ядер.

В этих экспериментах измерялись абсолютные сечения упругого рассеяния, анализируя их, мы получали параметры зарядового распределения в каждом из исследуемых ядер. А для более точного определения различия в параметрах распределения заряда двух ядер проводился анализ отношений разности сечений к сумме (рис. 2.6).

Многочисленные исследования [20–24] показали, что на распределение плотности заряда (табл. 2.1, 2.2) влияет заполнение как нейтронных, так и протонных оболочек и подоболочек.

Наряду с такими параметрами фермиевского распределе-

ния заряда, как среднеквадратичный радиус ядра $\langle r^2 \rangle^{\overline{2}}$ (рис. 2.7), радиус полуспада плотности, наиболее чувствительной оказалась толщина поверхностного слоя *t* (рис. 2.8).

На основе этих данных была сформулирована закономерность для ядер, у которых к сверхзамкнутой нейтронной или протонной оболочке или подоболочке (состояние) соответственно добавляются два нейтрона или два протона, толщина поверхностного слоя становится максимальной, а для ядер, у которых замыкается оболочка или подоболочка (состояние), толщина поверхностного слоя становится минимальной [25–27].



В ядрах ⁴⁸Ca, ⁵⁰Ti, ⁵²Cr, ⁵⁴Fe заполнена подоболочка 1 $f_{7/2}$ по нейтронам, в ⁵⁸Ni – по протонам, а в ⁶⁸Zn заполнено по нейтронам состояние 1 $f_{5/2}$, и мы видим минимальное значение толщины поверхностного слоя в этих изотопах. В ядре ⁴²Ca имеются два нейтрона, а в ⁴⁶Ti – два протона сверхзамкнутой оболочки 1 $d_{5/2}$ и эти нуклиды имеют максимальное значение толщины поверхностного слоя. В ядре ⁵⁴Cr имеются два нейтрона, а в ⁶⁴Zn два протона сверхзамкнутой оболочки 1 $d_{5/2}$ и эти нуклиды имеют максимальное значение толщины поверхностного слоя. В ядре ⁵⁴Cr имеются два нейтрона, а в ⁶⁴Zn два протона сверхзамкнутой подоболочки 1 $f_{7/2}$, и они так-

же имеют максимальное значение толщины поверхностного слоя. Мы видим здесь явную связь изменения толщины поверхностного слоя с заполнением в ядрах нуклонных оболочек. На рис. 2.7 дана зависимость среднеквадратичного радиуса от массового числа для тех же ядер. Среднеквадратичный радиус выражается через радиус полуспада плотности *с* и толщину поверхностного слоя *t* следующим образом:

$$|r^{2}\rangle = \frac{3}{5}c^{2} + \frac{7}{5}\pi^{2}b^{2},$$
 (2.11)

где $t \approx 4,40 \ b$. Из этого выражения мы видим влияние заполнения нуклонных оболочек на его величину. Так, для ядер 48 Ca, 50 Ti и 52 Cr по нейтронам заполнена оболочка $1f_{7/2}$, среднеквадратичные радиусы имеют минимальное значение среди изотопов этих элементов.



Рис. 2.7. Зависимость среднеквадратичных радиусов от *А:* • – экспериментальные значения, о – рассчитанные значения по методу Хартри-Фока

Глава 2. Упругое рассеяние электронов на атомных ядрах

В результате заполнения по нейтронам подоболочки $1f_{7/2}$ в ядре ⁵⁴Fe его радиус становится меньше, чем у ⁵⁴Cr, невзирая на то, что у него заряд больше на две единицы, а в ядре ⁵⁸Ni радиус стал меньше, чем у ⁵⁸ Fe (у ⁵⁸Ni заполнилась подоболочка $1f_{7/2}$ по протонам). В ядре ⁶⁸Zn заполнилось по нейтронам состояние $1f_{5/2}$, и радиус его стал меньше, чем у ⁶⁶Zn.



Рис. 2.8. Зависимость толщины поверхностного слоя t от A

Происходит это вследствие ядерной поляризации ядра и спаривания нуклонов [27]. Когда в новое состояние «садится» два нуклона, ядро становится наиболее деформированным. Дальнейшее добавление нуклонов в это состояние приводит ядро к более сферической форме.

2.6. Корреляция толщины поверхностного слоя заряда с динамическими характеристиками атомных ядер

Одновременно с измерением упругого рассеяния электронов на этих ядрах мы изучали возбуждение низколежащих квадрупольных и октупольных состояний [22, 28–30].

Были измерены зависимости формфакторов от переданного импульса и определены мультипольности и приведенные вероятности переходов.

Сравнивая зависимости приведенных вероятностей (рис. 2.9,б) и толщины поверхностного слоя (рис. 2.9,а), можно видеть, что между ними существует корреляция. Изменение

приведенной вероятности переходов следует за изменением толщины поверхностного слоя в ядрах. Так для ядер, у которых большая (малая) толщина поверхностного слоя, наблюдается большая (малая) приведенная вероятность перехода. Это особенно отчетливо можно видеть для квадрупольных переходов и несколько менее отчетливо – для октупольных [31].

Отсюда мы видим, что оболочечные эффекты проявляются в возбуждении квадрупольных и октупольных переходов в ядрах и даже сильнее, чем в толщине поверхностного слоя ядра.



Рис. 2.9. Зависимость ядерных характеристик от числа нейтронов [27]: а – открытыми кружочками, объединенными штриховыми линиями, показана предсказуемая зависимость *t* от *N* для изотопов Ge, Se, Zr и Sn исходя из установленной закономерности. Они качественно подтвердились с результатами, полученными в работах [35, 36]

Глава 2. Упругое рассеяние электронов на атомных ядрах

На рис. 2.9, в приведена зависимость энергии возбуждения первого 2⁺-состояния в ядрах от числа нейтронов. Видно, что энергия возбуждения в большинстве случаев коррелирует с толщиной поверхностного слоя и приведенной вероятностью перехода.

Как правило, малой толщине поверхностного слоя ядра соответствует большая энергия возбуждения и, наоборот, большой толщине поверхностного слоя соответствует низкая энергия возбуждения. Однако имеются случаи, где минимумы в энергии возбуждения смещены по отношению к максимумам в толщине поверхностного слоя. Наблюдается тенденция смещения минимума по энергии в сторону увеличения числа нейтронов в подоболочке до четырех. Это можно видеть на примере изотопов кальция. Максимум в толщине поверхностного слоя приходится на изотоп 42 Ca, а минимум в энергии возбуждения - на ⁴⁴Са. Пока это смещение непонятно. Хотя можно предполагать, что энергия возбуждения 2⁺-состояния должна быть связана с распределением плотности заряда и, в частности, с толщиной поверхностного слоя. Но, по-видимому, на энергию возбуждения оказывает влияние все распределение плотности заряда и массы ядра, т. е. картина на самом деле более сложная.

Приведенная систематизация экспериментальных данных показывает, что оболочечная структура ядра проявляется в распределении плотности заряда, в частности, наиболее ярко в изменении толщины поверхностного слоя ядра. Наблюдается она и в поведении приведенной вероятности квадрупольных переходов, а также деформации и квадрупольных моментов ядер. Найденная закономерность позволяет качественно объяснять и предсказывать поведение различных характеристик ядра. Исходя из ядерной поляризации остова ядра внешними нуклонами, можно считать, что толщина поверхностного слоя распределения нейтронов будет вести себя так же, как и протонов. При заполнении нуклонной подоболочки толщина поверхностного слоя распределения нейтронов будет уменьшаться, а в начале заполнения новой подоболочки будет наблюдаться скачок. На рис. 2.10 видно, что для изотопов кальция поведение толщины для протонов и нейтронов имеет качественно одинаковый характер [32].



а – сечения $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{\pi}Q}$ фоторождения π^+ -мезонов; б – массового числа

При изучении выхода фоторождения π^+ -мезонов с энергией $40 \le E_{\pi^+} \le 90$ МэВ на изотопах хрома, железа и никеля [33] было показано, что сечение процесса ведет себя аналогично толщине поверхностного слоя распределения плотности заряда (рис. 2.11). Это позволяет сделать вывод, что выход π^+ -мезонов зависит от толщины поверхностного слоя ядра.

Считается [33], что хотя π^+ -мезоны рождаются во всем объеме ядра, выход частиц, регистрируемых в эксперименте, обусловлен в основном пионами, рожденными на протонах

поверхностного слоя. Поэтому, чем больше толщина поверхностного слоя распределения плотности заряда, тем больший выход π^+ -мезонов.

Эксперименты по фоторождению π^+ -мезонов показывают, что наблюдаемое размытие толщины поверхностного слоя происходит не только вследствие увеличения деформации ядра, но и за счет размытия плотности на краю ядра.

2.7. Согласие измеренного распределения плотности заряда в ядрах с расчетным по методу Хартри-Фока с потенциалом Скирма

С целью выяснения, насколько реалистичным является распределение плотности заряда, полученное по теории Хартри-Фока с потенциалом взаимодействия Скирма (III), на рис. 2.12 сравниваются вычисленные дифференциальные сечения с измеренными. Видно, что хотя теоретические кривые качественно согласуются с экспериментом, тем не менее, имеется систематическое расхождение для всех ядер (расчет и сравнение с экспериментом были проведены для 11 ядер от ⁴⁰Са до ⁶⁸Zn). Расчетные минимумы наступают раньше, чем в эксперименте, и сечения в районе первого дифракционного минимума расходятся с экспериментом на ~ 50%. Такое расхождение, по-видимому, является следствием того, что плотность распределения заряда, вычисленная по теории Хартри-Фока с потенциалом взаимодействия Скирма (III), дает более крутой спад на краю ядра, чем это следует из эксперимента [34].

На рис. 2.7 даны среднеквадратичные радиусы, вычисленные по теории Хартри-Фока (светлые точки). Видно, что вычисленные радиусы близко лежат по абсолютной величине к экспериментальным точкам, но они плавно изменяются для каждой группы изотопов и не воспроизводят тех тонких оболочечных и подоболочечных эффектов, которые наблюдаются в эксперименте.



2.7. Согласие измеренного распределения плотности заряда ...



Глава 2. Упругое рассеяние электронов на атомных ядрах

Таблица 2.1

Параметры фермиевского распределения плотности заряда (РПЗ), полученные в результате подгонки к экспериментальным точкам теоретических сечений, рассчитанных методом высокоэнергетического приближения (ВЭП) или фазовый анализ (ФА)

gma	с, фм	<i>t</i> , фм	$< r^2 >^{1/2}, \phi M$		Метол	a dur ¹	χ ² /
лдра			эксперимент	расч. по Х-Ф	анализа	<i>q</i> , фм	(n-2)
⁴⁸ Ti	3,848±0,015	2,585±0,022	3,713±0,015	3,526	ФА	1,03÷1,70	2,5
⁵⁰ Cr	3,941±0,015	2,489±0,022	3,707±0,015	3,596	ФА	1,03÷1,70	2,5
⁵² Cr	3,948±0,015	2,380±0,015	3,684±0,015	3,608	ФА	1,03÷1,70	0,5
⁵³ Cr	4,000±0,015	2,447±0,023	3,726±0,015	3,622	ФА	1,03÷1,70	0,5
⁵⁴ Cr	4,010±0,015	2,540±0,022	3,776±0,015	3,635	ФА	1,03÷1,70	0,3
⁵⁴ Fe	4,074±0,014	2,356±0,026	3,732±0,015	3,669	ФА	1,03÷1,70	3,6
⁵⁶ Fe	4,111±0,013	2,453±0,025	3,801±0,015	3,693	ФА	1,03÷1,70	3,7
⁵⁸ Fe	4,027±0,019	2,530±0,031	3,783±0,019	3,718	ВЭП	_	2,4
⁵⁹ Co	4,158±0,020	2,525±0,022	3,864±0,015	3,746	ФА	1,03÷1,70	0,7
⁵⁸ Ni	4,084±0,010	2,450±0,016	3,783±0,010	3,749	ВЭП	_	1,0
⁶⁰ Ni	4,176±0,006	2,521±0,009	3,874±0,010	3,774	ФА	1,02÷2,08	2,2
⁶² Ni	4,142±0,011	2,506±0,016	3,856±0,010	3,798	ВЭП	_	0,6
⁶³ Cu	4,218±0,014	2,618±0,023	3,947±0,013	3,838	ФА	1,02÷1,70	1,4
⁶⁵ Cu	4,252±0,015	2,590±0,023	3,954±0,013	3,861	ФА	1,02÷1,70	0,6
⁶⁴ Zn	4,265±0,016	2,754±0,017	4,041±0,017	3,872	ВЭП	_	0,4
⁶⁶ Zn	4,291±0,022	2,803±0,027	4,081±0,025	3,895	ВЭП	_	0,8
⁶⁸ Zn	4,353±0,032	2,493±0,060	3,979±0,031	2.016	ВЭП	_	4,6
	4,408±0,009	2,320±0,040	3,938±0,016	- 3,910	ФА	_	_
⁷⁰ Ge	4,430±0,008	2,552±0,013	4,055±0,008	3,997	ФА	_	-
⁷² Ge	4,446±0,008	2,602±0,013	4,088±0,008	4,015	ФА	_	-
⁷⁴ Ge	4,454±0,008	2,674±0,013	4,126±0,008	4,028	ФА	_	-
⁷⁶ Ge	4,547±0,008	2,540±0,013	4,127±0,008	4,040	ФА	_	-
⁷⁴ Se	4,387±0,022	2,670±0,030	4,070±0,020	4,057*	ФА	0,42÷1,47	1,2
⁷⁶ Se	4,471±0,011	2,728±0,017	4,162±0,010	4,035*	ФА	0,42÷1,60	1,3
⁷⁸ Se	4,581±0,018	2,518±0,018	4,138±0,014	4,048*	ФА	0,42÷1,68	1,4
⁸⁰ Se	4,667±0,010	2,346±0,018	4,124±0,010	4,059*	ФА	0,42÷1,68	2,0
⁸² Se	4,718±0,011	2,242±0,022	4,118±0,011	4,073*	ФА	0,42÷1,60	1,3
⁸⁹ Y	4,760±0,050	2,510±0,120	4,240±0,120	-	ВЭП	_	1,4
⁹³ Nb	4,870±0,050	2,520±0,120	4,310±0,120	-	ВЭП	-	1,5
¹¹⁶ Sn	5,416±0,019	2,427±0,026	4,673±0,016	4,612	ВЭП	_	3,1
¹¹⁸ Sn	$5,442\pm0,021$	2,385±0,029	4,676±0,017	4,627	ВЭП	-	3,1
¹²⁴ Sn	5,490±0,021	2,345±0,030	4,695±0,017	4,672	ВЭП		3,1
¹³⁹ La	5,710±0,060	2,350±0,120	4,850±0,013	_	ВЭП	_	-

Обозначения: * КЛМ – квазичастичный Лагранжев метод. Последовательная версия самосогласованной теории конечных ферми-систем.

Список литературы к главе 2

Таблица 2.2

Ялпа	Ac dM	At day	$\Delta < r^2 >^{1/2}, фм$		a	χ ² /(n-2)
лдри	Δ υ , ψm	$\Delta i, \psi^{M}$	эксперимент	эксперимент расч. по X-Ф		
⁵⁰ Cr - ⁴⁸ Ti	0,104±0,010	$-0,157\pm0,014$	-0,009±0,012	0,068	1,03÷1,70	4,0
⁵² Cr - ⁵⁰ Cr	0,047±0,008	$-0,127\pm0,012$	-0,028±0,012	0,013	1,03÷1,70	3,7
$5^{3}Cr - 5^{0}Cr$	0,051±0,008	$-0,015\pm0,012$	0,027±0,012	0,026	1,03÷1,70	4,6
⁵⁴ Cr - ⁵⁰ Cr	$0,078\pm0,009$	0,036±0,012	0,068±0,012	0,039	1,03÷1,70	2,8
⁵⁶ Fe - ⁵⁰ Cr	0,153±0,008	$-0,041\pm0,012$	0,081±0,012	0,097	1,03÷1,70	2,9
⁵⁴ Fe - ⁵⁴ Cr	0,051±0,008	$-0,197\pm0,012$	-0,058±0,012	0,034	1,03÷1,70	3,7
⁵⁶ Fe - ⁵⁴ Cr	$0,085\pm0,009$	$-0,088\pm0,012$	0,014±0,012	0,058	1,03÷1,70	2,6
⁵⁶ Fe - ⁵⁴ Fe	0,031±0,006	0,106±0,009	0,070±0,009	0,024	1,03÷1,70	1,7
⁵⁸ Ni - ⁵⁴ Fe	$0,064{\pm}0,008$	0,010±0,013	0,050±0,008	0,080	0,85÷1,86	2,2
⁵⁸ Ni - ⁵⁸ Fe	0,005±0,014	$-0,071\pm0,018$	$-0,026\pm0,012$	0,031	0,85÷1,86	3,2
⁶² Ni - ⁵⁸ Ni	0,081±0,009	0,028±0,014	0,061±0,008	0,049	0,85÷1,86	4,2
⁵⁸ Fe- ⁵⁴ Fe	0,047±0,019	0,088±0,023	0,078±0,016	0,049	1,03÷1,70	2,5
⁶⁵ Cu- ⁶³ Cu	0,047±0,008	$-0,018\pm0,010$	0,022±0,007	0,023	1,02÷1,70	1,6
	0,055±0,014	$-0,025\pm0,035$	0,023	_	_	_
⁶⁵ Cu- ⁶⁰ Ni	0,093±0,011	0,070±0,018	0,097±0,015	0,087	1,00÷1,70	1,6
⁶⁴ Zn- ⁶⁰ Ni	0,033±0,020	$0,228\pm0,021$	0,132±0,020	0,098	1,00÷1,70	8,6
⁶⁶ Zn- ⁶⁰ Ni	0,082±0,019	0,216±0,019	0,157±0,020	0,121	1,00÷1,70	7,8
⁶⁶ Zn- ⁶⁴ Zn	0,048±0,013	$-0,011\pm0,015$	0,025±0,013	0,023	1,00÷1,70	2,6
⁶⁸ Zn- ⁶⁶ Zn	0,033±0,009	$-0,108\pm0,027$	$-0,033\pm0,008$	0,021	1,00÷1,70	4,4
⁷² Ge- ⁷⁰ Ge	$0,018\pm0,011$	0,049±0,020	0,034±0,012	0,018	_	-
⁷⁴ Ge- ⁷² Ge	0,005±0,013	0,072±0,020	0,036±0,012	0,013	_	-
⁷⁶ Ge- ⁷⁴ Ge	$0,091{\pm}0,011$	$-0,137\pm0,019$	$-0,002\pm0,012$	0,012	_	-
⁷⁶ Se- ⁷⁴ Se	0,081±0,023	0,060±0,030	0,092±0,022	-0,022*		
⁷⁸ Se- ⁷⁶ Se	0,110±0,021	$-0,210\pm0,018$	$-0,024\pm0,017$	0,013*	_	-
⁸⁰ Se- ⁷⁸ Se	0,086±0,021	$-0,175\pm0,018$	$-0,014\pm0,017$	0,011*	0,42÷1,68	_
⁸² Se- ⁸⁰ Se	$0,052{\pm}0,015$	$-0,104{\pm}0,020$	$-0,006\pm0,015$	0,014*		
¹²⁴ Sn- ¹¹⁶ Sn	0,069±0,007	$-0,089\pm0,012$	0,015±0,007	0,060	$0,90 \div 2,04$	_
¹²⁴ Sn- ¹¹⁸ Sn	0,045±0,009	$-0,032\pm0,014$	0,019±0,008	0,045	0,90÷2,04	-
¹¹⁸ Sn- ¹¹⁶ Sn	0,025±0,006	$-0,058\pm0,010$	$-0,004\pm0,006$	0,015	0,90÷2,04	2,1

Изменение параметров РПЗ (Δc , Δt) и среднеквадратичных радиусов ($< r^2 >^{1/2}$) для различных пар ядер

Обозначения: * КЛМ

Список литературы к главе 2

1. R.W. Pidd, C.Z. Hammer, and E.C. Raka // Phys. Rev. 1953, v. 92, p. 436 / Перевод «Проблемы современной физики». 1956, №5.

2. R. Hofstodter // Rev. Mod. Phys. 1956, v. 28, p. 214 / Перевод «Электромагнитная структура ядер и нуклонов» / Под ред. С.И. Сыроватского. М.: ИИГЛ, 1958.

3. 3 Urlich Meyer-Berkhaut, Kenneth U. Ford, and E.S. Alek // Green. Annal of Physics. 1959, v. 8, p. 119-171.

4. D.R. Yennie, D.G. Rovenhall, and R.N. Wilson. Phase – Shift Calculation of High – Energy Electron Scattering // Phys. Rev. 1954, v. 95, N 2, p. 500-512 / Перевод «Проблемы современной физики». 1956, №5.

5. D.R. Yennie, F.Z. Boos, D.G. Rovenhall. Analytic Distorted Wave approximation for High Energy Electron Scattering Calculations // Phys. Rev. 1965, v. 137B, N 4, p. 882-903.

6. И.Ж. Петков, В.К. Лукьянов, Ю.С. Поль. Упругое рассеяние быстрых электронов на ядрах с фермиевским распределением плотности заряда // Ядерная физика. 1966, т. 4, №1, с. 57-65.

7. Л. Элтон. Размеры ядер. М.: Изд-во иностр. лит., 1962, с. 34.

8. Н.Г. Афанасьев, В.Д. Ковалев, А.С. Омелаенко, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Абсолютные измерения упругого рассеяния электронов с энергией 100 и 200 МэВ на ядре С¹² // Ядерная физика. 1967, т. 5, в. 2, с. 318-325.

9. H.F. Ehrenberg, R. Hofstadter, et al. High – Energy Electron Scattering and the Charge Distribution of Carbon – 12 and Oxygen – 16 // Phys. Rev. 1959, v. 113, N 2, p. 666-674.

10. H. Crannell, R. Helm, H. Kendall, et al. // Phys. Rev. 1961, v. 121, N 1, p. 283-289.

11. Н.Г. Афанасьев, В.Д. Ковалев, И.С Гулькаров, Н.Г. Шевченко, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, А.С. Омелаенко. Рассеяние электронов с энергией 225 МэВ на ядрах №⁹³ и Y⁸⁹: Препринт ФТН АН УССР №301. Харьков, 1967, 37 с.

12. Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, В.Д. Ковалев, А.С. Омелаенко И.С. Гулькаров. Рассеяние электронов с энергией 225 МэВ на ядрах Y⁸⁹ и Nb⁹³// Ядерная физика. 1967, т. 5, в. 5, с. 948-957.

13. Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, И.С. Гулькаров, А.С. Омелаенко, В.Д. Ковалев. Упругое рассеяние электронов с энергией 225 МэВ на ядре La¹³⁰ и радиусы ядер // Ядерная физика. 1967, т. 6, в. 6, с. 1119-1122.

14. D.D. Kerles, J.S. Blair, G.W. Farwell // Phys. Rev. 1957, v. 107, p. 1343.

15. P. Kirrby, W.T. Link // Canad. J. Phys. 1966, v. 44, p. 1847.

16. M.H. Jonson, E. Teller // Phys. Rev. 1954, v. 93, N 2, p. 357.

17. G.W. Greenless, G.J. Pyle, and Y.C. Tang. Physical Significance of Optical – model Parameters // Phys. Rev. Lett. 1966, v. 17, N 1, p. 33-36.

18. Н.Г. Афанасьев, Н.Г. Шевченко, Г.А. Савицкий, И.С. Гулькаров, В.М. Хвастунов. Радиусы распределения заряда и массы в ядрах // Ядерная физика. 1968, т. 8, в. 6, с. 1112-1116.

19. Н.Ф. Халин, В.Я. Головня, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Прибор для автоматической ориентации мишеней // Приборы и техника эксперимента. 1973, №5, с. 29-30.

20. А.С. Литвиненко, Н.Г. Шевченко, А.Ю. Буки, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, П.Л. Кондратьев. Изучение ядер изотопов железа и никеля методом упругого рассеяния электронов // Ядерная физика. 1971, т. 14, в. 1, с. 40-45.

21. А.С. Литвиненко, Н.Г. Шевченко, А.Ю. Буки, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, А.А. Хомич, В.Н. Полищук, И.И. Чкалов. Изучение параметров распределения заряда в изотопах Sn^{116,118,124} методом упругого рассеяния электронов // Ядерная физика. 1971, т. 14, в. 3, с. 179-183.

22. А.С. Литвиненко, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, В.Д. Афанасьев, А.Ю. Буки, В.П. Лихачев, В.Н. Полищук, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, А.А. Хомич, И.И. Чкалов. Рассеяние электронов на ядрах Zn^{66,68} // Ядерная физика. 1973, т. 18, в. 2, с. 250-254.

23. Н.Г. Шевченко, В.Н. Полищук, Ю.А. Касаткин, А.А. Хомич, А.Ю. Буки, Б.В. Мазанько, Г.В. Шула. Распределение плотности заряда в ядрах Cr^{50,52,54}, Fe^{54,56} // Ядерная физика. 1978, т. 28, в. 2(8), с. 276-281.

24. Н.Г. Шевченко, В.Ю. Гончар, А.Ю. Буки, Ю.А. Касаткин, В.Н. Полищук, Б.В. Мазанько, Л.Г. Лишенко. Распределение плотности заряда в ядрах ⁴⁸Ti и ⁵⁰Cr // Ядерная физика. 1978, т. 28, в. 3(9), с. 577-580.

25. Н.Г. Шевченко. Об исследовании упругого рассеяния электронов на ядрах изотопов хрома и титана // ВАНТ. Серия «Физика высоких энергий и атомного ядра». 1973, в. 6(8), с. 57-58.

26. Н.Г. Шевченко, А.Ю. Буки, Ю.А. Касаткин, А.А. Хомич, В.Н. Полищук, Б.В. Мазанько. Распределение заряда в изотопах, изотонах, изобарах // Изв. АН СССР. Серия физическая. 1979, т. 43, №5, с. 898-903.

27. Н.Г. Шевченко. Закономерность изменения распределения плотности заряда в атомных ядра // Изв. АН СССР. Серия физическая. 1986, т. 50, №1, с. 121-128.

28. В.Д. Афанасьев, Н.Г. Афанасьев, И.С. Гулькаров, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко, А.А. Хомич. Электровозбуждение низкорасположенных коллективных состояний в изотопах Ni^{58,60,64} // Ядерная физика. 1978, т. 10, в. 1, с. 33-42.

29. А.С. Литвиненко, Н.Г. Шевченко, А.Ю. Буки, Р.Л. Кондратьев, Г.А. Савицкий, А.А. Хомич, В.М. Хвастунов, И.И. Чкалов. Электровозбуждение Е2- и Е3-переходов в ядрах Fe^{54,56,58} и Ni⁶² // УФЖ. 1972, т. XVII, №7, с. 1210-1212.

30. В.Д. Афанасьев, Н.Г. Афанасьев, А.Ю. Буки, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Электровозбуждение коллективных состояний в изотопах Zn^{64,66} // Ядерная физика. т. 12, в. 5, 1970, с. 885-890.

31. Н.Г. Шевченко. О корреляции между приведенными вероятностями перехода из основного в возбужденное состояние и толщиною поверхностного слоя распределения заряда в ядре // Изв. АН СССР. Серия физическая. 1981, т. 45, №1, с. 86-88.

32. Г.Д. Алхазов. Распределение нейтронов в ядрах // Изв. АН СССР. Серия физическая. 1978, т. 42, №11, с. 2218-2233.

33. С.Г. Танапетян, В.М. Хворостян, Е.А. Винокуров, В.А. Никитин, Е.С. Горбенко, Л.Ю. Пяхно, В.Л. Агранович. Фоторождение π^+ -мезонов на изотопах Сr, Fe и Ni // Ядерная физика. 1984, т. 40, в. 3(9), с. 728-730.

34. Н.Г. Шевченко, В.Ю. Гончар, А.Ю. Буки, Ю.А. Касаткин, В.М. Полищук, Б.В. Мазанько, Л.Г. Лишенко. Распределение плотности заряда в ядрах Ti⁴⁸ и Cr⁵⁰ // Ядерная физика. 1978, т. 28, в. 3(9), с. 577-580.

35. А.А. Хомич, Н.Г. Шевченко, А.Ю. Буки, Б.В. Мазанько, В.Н. Полищук, Ю.Н. Ранюк. Упругое рассеяние электронов с энергией 225 МэВ на изотопах ^{70,72,74,76}Ge // Ядерная физика. 1990, т. 51, в. 1, с. 27-31.
Список литературы к главе 2

36. А.А. Хомич, Н.Г. Шевченко, Е.О. Бабичев, А.Ю. Буки, В.Н. Полищук, Б.В. Мазанько, В.П. Сергиенко. Упругое рассеяние электронов с энергией 225 МэВ на изотопах ^{74,76,78,80,82} Se // Ядерная физика. 1988, т. 47, в. 2, с. 305-315.

Глава **3**

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

При упругом рассеянии электронов исследуются статистические характеристики ядра в основном состоянии, а при неупругом рассеянии проявляются его динамические свойства. В отличие от изучения упругого рассеяния, рассеяния встречает изучение неупругого большие теоретические трудности. Они связаны тем. с что феноменологически оказывается трудно вводить плотность заряда в матричные элементы перехода. Если при упругом рассеянии в процессе участвует весь заряд ядра, то при неупругом рассеянии участвует лишь его некоторая, трудно локализуемая часть. Трудности возникают также в связи с необходимостью знать свойства нуклонов внутри ядра, которые отличаются от свойств свободных нуклонов.

Эксперименты по неупругому рассеянию электронов на ядрах являются хорошим способом проверки ядерных моделей. которые привлекаются для интерпретации экспериментальных данных (модель независимых частиц, обобщенная оболочечная модель ядра и др.). При этом появляется возможность отбора и проверки различных ядерных моделей, опираясь на экспериментальные данные, полученные при больших значениях переданного импульса q, в то время как в области малых q, различные модели дают, примерно, одинаковые сечения неупругого рассеяния, то есть при малых *q* неупругий формфактор оказывается практически независящим от ядерной модели.

Для интерпретации опытов по неупругому рассеянию электронов применяются такие методы, как борновское приближение, высокоэнергетическое, либо метод искаженных волн (ИВ). При этом, исходя из некоторых ядерных моделей (Хелма, Тасси, вибрационной и др.), определяется вид переходной плотности заряда, которая используется при вычислении формфактора тем или другим методом.

Из подгонки вычисленного формфактора к измеренному по методу наименьших квадратов, определяются такие параметры, как радиус переходной плотности заряда, мультипольность перехода, приведенная вероятность перехода и другие параметры.

В данной главе будут рассмотрены такие модели ядра, как вибрационная модель, модель Тасси, модель возбужденного остова (MBO) со слабой связью, теория Шапиро-Дубового о существовании резонансов выше энергетического порога испускания нуклонов. Естественно, абсолютно точного совпадения теоретической модели ядра с экспериментом нельзя ожидать, так как существует много очень тонких эффектов, которые невозможно учесть, но все же основные теоретические положения, как мы увидим, подтверждаются.

3.1. Четно-четные ядра

Измерения проводились на ядрах: ⁵²Cr, ^{58, 60, 62, 64}Ni, ^{64, 66, 68}Zn и опубликованы в работах [1–5] и диссертации [6]. Начальная энергия была выбрана 150 и 225 МэВ с той целью. чтобы измерить формфакторы возбужденных состояний в возможно более широком диапазоне переданных импульсов. Одновременно с измерением упругого рассеяния электронов на ядрах измерялось сечение рассеяния электронов с возбуждением низколежащих квадрупольных и октупольных состояний. Поскольку эти возбужденные состояния имели коллективный характер И измерения, как правило. проводились при углах < 100°, мы пренебрегали вкладом поперечных формфакторов. Для иллюстрации на рис. 3.1 приведен спектр рассеянных электронов на ядре ⁶⁸Zn.

Обработка результатов измерений проводилась следующим образом:

а) в борновском приближении [7]; по ядерным моделям Хелма [8], Тасси [9]; вибрационной модели Шукана [10]; модельно-независимым методом от переходной плотности [11];







в) методом искаженных волн [13] с переходными плотностями Тасси И переходной плотностью по вибрационной модели И хартри-фоковскими $(X\Phi)$ плотностями в основном состоянии. С помощью этих моделей и методов описанных формфакторов были получены такие характеристики динамические ядер, как приведенная вероятность перехода из основного в возбужденное состояние, динамические деформации и ИХ вклад В размытие поверхностного слоя ядра, переходные плотности заряда и переходные радиусы, параметры вибрационной модели C_{λ} и B_{λ} . C_{λ} определяет деформируемость ядра от сферической симметрии и характеризует связь нуклонов в незаполненных оболочках с поверхностью ядра, B_{λ} характеризует массу ядра, принимающую участие в коллективном движении.

3.1.1. Согласие с экспериментом формфакторов неупругого рассеяния электронов, рассчитанного на основе хартри-фоковских плотностей основного состояния

Расчет формфакторов неупругого рассеяния электронов методу искаженных волн. Переходная проводился по плотность была представлена по модели Тасси, а плотность в основном состоянии ядра была получена методом Хартри-Фока. Хотя экспериментальные данные имеют невысокую точность, тем не менее на всех измерениях можно видеть, что расчетные кривые хорошо согласуются с экспериментом при малых переданных импульсах. С увеличением переданного импульса согласие ухудшается. Характерной особенностью рассчитанных формфакторов является то, что дифракционные минимумы у них наступают раньше, чем в эксперименте. Эта особенность наблюдалась и в расчете дифференциальных сечений упругого рассеяния электронов (см. рис. 2.12). Там мы объясняли это, как некоторое несоответствие рассчитанной плотности по методу Хартри-Фока ее истинному значению. Здесь это тоже имеет место, однако есть и вторая причина, которая влияет на положение минимумов расчетных кривых, а именно: выбор модели для переходной плотности заряда. На рис. 3.2 и 3.3 даны зависимости формфакторов от переданного импульса ядра ⁶⁸Zn с возбуждением 2⁺- и 3⁻-состояний.



Рис. 3.2. Зависимости формфактора |F|² ядра ⁶⁸Zn с возбуждением 2⁺-состояния от переданного импульса q¹: □ – 225 МэВ (наши данные); х, ●, ○ – 100, 150 и 275 МэВ (данные работ [16 17]).
Сплошная кривая, рассчитанная по ВЭП с переходной плотностью по вибрационной модели и плотностью Ферми в основном состоянии, подгонялась к точкам 225 МэВ. Штриховая кривая рассчитана модельно-независимым методом и подогнана к точкам 100, 150 и 275 МэВ. Штрихпунктирная кривая рассчитана методом ИВ с переходной плотностью Тасси и ХФ-плотностью в основном состоянии, а штрихпунктирная с двумя точками кривая рассчитана методом ИВ с переходной плотностью по вибрационной модели и ХФ-плотностью в основном

На этих рисунках показаны кривые (штрихпунктирная с двумя точками), рассчитанные по методу искаженных волн (ИВ), но переходная плотность была представлена не по

модели Тасси, а по вибрационной модели. Минимумы этих кривых находятся ближе к экспериментальному значению, чем кривых, рассчитанных по модели Тасси. Как было отмечено в работах [14, 15], необходимо отдать предпочтение вибрационной модели. Хотя, в принципе, для достижения хорошего согласия расчета с экспериментом необходимо при подгонке варьировать параметры РПЗ в основном состоянии для обеих моделей, но для вибрационной модели их изменять приходится меньше.



Рис. 3.3. Зависимость формфактора ядра ⁶⁸Zn с возбуждением
3⁻-состояния от переданного импульса. Сплошная кривая – расчет по ВЭП с переходной плотностью по вибрационной модели и плотностью Ферми в основном состоянии. Она подогнана к экспериментальным точкам по методу наименьших квадратов (МНК). Пунктирная кривая – расчет по методу ИВ с переходной плотностью по вибрационной модели и плотностью Ферми в основном состоянии. Штрихпунктирная кривая – расчет методом ИВ с переходной плотностью Тасси и ХФ-плотностью в основном состоянии, а штрихпунктирная с двумя точками кривая – расчет по методу ИВ с переходной плотностью по вибрационной модели и ХФ-плотностью в основном состоянии

На рис. 3.2 кроме наших данных приведены данные работ [16, 17], которые были получены позже. Мы видим, что наши точки хорошо согласуются с точками работ [16, 17],

а подогнанная кривая по ВЭП (сплошная кривая) к нашим точкам согласуется с подгоночной кривой работы [16] (штриховая кривая).



Puc. 3.4. Переходные ρ_λ плотности ⁶⁸Zn. Заштрихованная полоса взята из работы [16], пунктирная кривая получена из нашего эксперимента (точность ±3%), штрихпунктирная кривая – расчет по модели Тасси с ХФ-плотностью в основном состоянии, а штрихпунктирная с двумя точками – расчет по вибрационной модели с ХФ-плотностью в основном состоянии

На рис. 3.4 нанесены переходные плотности заряда, полученные из эксперимента и рассчитанные методом ИВ на основе ХФ-плотности в основном состоянии. Прежде всего отметим, что полученные из эксперимента переходные плотности для 2^+ (1,077 МэВ) ⁶⁸Zn у нас и в работе [16] находятся в хорошем согласии. Рассчитанные переходные плотности по модели Тасси и вибрационной модели на основе

ХФ-плотности основного состояния немного отличаются от экспериментальных. Естественно, рассчитанные приведенные вероятности переходов для разных переходных плотностей также отличаются между собой.

3.1.2. Приведенные вероятности переходов из основного в возбужденное состояние ядра

На рис. 3.5 показаны значения приведенных вероятностей квадрупольных переходов для исследованных нами изотопов хрома, железа, никеля и цинка (таблица). Кроме того, мы нанесли экспериментальные данные для изотопов титана, хрома, железа и никеля, взятые из работы [18], хотя между самими экспериментальными данными имеются небольшие различия (что вполне естественно, так как они получены разными методами), тем не менее, они имеют одинаковый характер зависимости от массового числа.



Рис. 3.5. Приведенные вероятности квадрупольных переходов *В* (*E*2) в зависимости от массового числа. Темные точки получены в настоящей работе, светлые – взяты из работы [18]. Сплошные линии – расчет по методу Хартри-Фока-Боголюбова с проектированием, выполненным в [19]

Из рис. 3.5 видно, что для изотопов железа имеется рост приведенной вероятности при увеличении атомного числа, а для изотопов никеля она остается почти постоянной. Для изотопов ^{64, 68}Zn наблюдается резкий скачок приведенной вероятности по отношению к изотопам никеля. Приведенная вероятность для изотопа ⁶⁸Zn упала по сравнению с приведенными вероятностями для ^{64, 66}Zn. Приведенная вероятность для ⁵²Cr является минимальной среди его изотопов, а для изотопов титана – падает с увеличением массового числа (см. рис. 3.5). При сравнении зависимости приведенной вероятности от массового числа с поведением толщины поверхностного слоя в этих ядрах (см. рис. 2.8) можно видеть полную аналогию.

На рис. 3.5 также показаны расчетные значения приведенных вероятностей, полученные в работе [19] методом Хартри-Фока-Боголюбова. Видно, что эти расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментом и отлично воспроизводят эффекты, связанные с заполнением в ядрах подоболочки $1f_{7/2}$.

На рис. 3.6 дана зависимость приведенной вероятности октупольных возбуждений в ядрах изотопов от массового Здесь наблюдается тот же характер изменения числа. приведенных вероятностей для изотопов, что и для изменения толщины поверхностного слоя, но он менее четко выражен, чем для квадрупольных переходов. Отсюда можно сделать заключение о существовании корреляции между толщинами поверхностного слоя РПЗ в ядрах и приведенными вероятностями квадрупольных и октупольных переходов из основного состояния в низколежащие возбужденные состояния.





3.2. Рассеяние электронов на ядрах с нечетным массовым ...

3.2. Рассеяние электронов на ядрах с нечетным массовым числом ⁶⁵Cu, ⁵³Cr и ¹¹В

Исследовались возбужденные состояния ядер с нечетным массовым числом 65 Cu, 53 Cr и 11 B [21–23]. Характерной особенностью ядер этого набора является то, что все они близки к сферически-симметричным. Кроме того, с точки зрения модели возбужденного остова (MBO), ядро 65 Cu можно рассматривать как четно-четный остов плюс протон, 53 Cr – как четно-четный остов плюс дырка.

формфакторов Проводились измерения ядер с дискретных уровней в зависимости возбуждением OT Определялись мультипольности, переданного импульса. приведенные вероятности переходов ядра из основного в возбужденное состояние и сравнивались экспериментальные результаты с теоретическими расчетами, главным образом по МВО. Эта модель была развита для описания структуры и свойств низколежащих возбужденных состояний в нечетных сферических ядрах [24-26].

По этой модели ядро состоит из четно-четного остова и выделенного нуклона, слабо взаимодействующего с нуклонами, образующими остов. Предполагается, что взаимодействие настолько слабое, что оно не может изменить равновесную сферическую форму ядра. Модель позволяет определить мультиплет уровней, их число, энергию центра тяжести, приведенную вероятность перехода из основного в возбужденное состояние для каждого члена мультиплета с соответствующим спином, соотношение приведенных вероятностей между членами мультиплета.

На рис. 3.7 и 3.9 для иллюстрации приведены отдельные спектры рассеянных электронов на ядрах ⁶⁵Cu, ¹¹B и указаны возбуждающиеся уровни. В спектрах неупругого рассеяния электронов на ядре ⁶⁵Cu выделены пики, соответствующие энергиям возбуждения 0,77; 1,11; 1,48; 2,62; 3,16; 3,52; 3,85; 4,26 МэВ (см. рис. 38); на ядре ¹¹B – 4,4; 6,7; 8,5; 8,9 и 13 МэВ (см. рис. 3.10).



Глава 3. Неупругое рассеяние электронов на атомных ядрах

Рис. 3.7. Спектры рассеянных электронов на ядре 65 Си при $E_0 = 120$ МэВ, $\Theta = 90^{\circ}$: а – измеренный спектр; б – тот же спектр с учетом радиационных и ионизационных эффектов, разложенный на отдельные компоненты

На ядре ⁵³Сг (спектр не приводится) $\omega = 0,56$; 1,01; 1,29; 1,97 МэВ. Для всех резонансов возбужденных состояний получены зависимости квадрата формфактора $F^2(q)$ от переданного импульса (см. рис. 3.8, 3.10). Определены мультиплетности переходов λ и приведенные вероятности

3.2. Рассеяние электронов на ядрах с нечетным массовым ...

переходов *В* (*E* λ). Получены зависимости переходной плотности $\rho_{\lambda}(r)$.



Рис. 3.8. Зависимости неупругих формфакторов от переданного ядру импульса в ядре ⁶⁵Cu

Многие характеристики ядер ⁶⁵Cu, ⁵³Cr и ¹¹В получены впервые. Также впервые рассчитана и экспериментальная зависимость переходной плотности заряда $\rho_{\lambda}(r)$ в ядре ¹¹В. Расчетные значения переходной плотности заряда ρ_λ(r) получены из плотности основного состояния ядра ¹¹В, вычисленной по методу Хартри-Фока с нуклон-нуклонным взаимодействием метода Скирма (111)(рис. 3.11). Теоретические и экспериментальные значения оказались довольно близкими по абсолютной величине в максимуме (не хуже 9%), однако расчетные кривые сдвинуты в сторону больших радиусов на 0,3 фм и не попадают в коридор экспериментальной переходной ошибок плотности. Объясняется это тем, что рассчитанный радиус полуспада плотности заряда в основном состоянии ядра по методу Хартри-Фока больше экспериментального.



Глава 3. Неупругое рассеяние электронов на атомных ядрах

Рис. 3.9. Спектры неупругорассеянных электронов на ядре ¹¹В при начальных энергиях E_0 и углах рассеяния Θ



3.2. Рассеяние электронов на ядрах с нечетным массовым ...

Рис. 3.10. Неупругие формфакторы для возбужденных состояний ядра¹¹В в зависимости от переданного импульса



Рис. 3.11. Переходные плотности распределения заряда $\rho_0(r)$ в ядре ¹¹В по модифицированной модели Тасси – сплошные кривые. Пунктирные линии обозначают $\rho_{\lambda}(r)$, вычисленные по методу Хартри-Фока; штрихпунктирные линии – плотность основного состояния; точечные – коридор ошибок в экспериментальном значении $\rho_{\lambda}(r)$

Экспериментальные данные, полученные из неупругого рассеяния электронов на нечетных ядрах ⁶⁵Cu, ⁵³Cr и ¹¹B, анализировались в рамках MBO со слабой, промежуточной связью и других моделей ядра. Наиболее детально рассмотрено MBO со слабой связью. Она описывает определенные группы (мультиплеты) уровней, предсказывает их спин и четность, дает простую зависимость между интенсивностями электрических переходов в ядре, т. е.

$$\frac{B_j(E\lambda)\uparrow}{B_{j_0}(E\lambda)\uparrow} = \frac{2J+1}{2J_0+1}.$$
(3.1)

Здесь J – спин уровней мультиплета; $Bj(E\lambda)$ – приведенная вероятность электрического перехода ядра из основного состояния в возбужденное с определенным значением спина J; J_o – спин одного из произвольно выбранных состояний мультиплета. Обозначим левую часть равенства (3.1) через R_3 , правую – через R_T .

Модель предсказывает равенство мультипольностей перехода для всех членов мультиплета и

$$\sum_{i} B_{j}(E\lambda) \uparrow = B_{c}(E\lambda) \uparrow, \qquad (3.2)$$

где $B_c(E\lambda)$ – приведенная вероятность перехода остова ядра из основного состояния в возбужденное. Уравнения (3.1) и (3.2) легко проверяются экспериментально.

В спектре ядра ⁶⁵Cu четко выделяется два мультиплета: квадрупольный и октупольный. Квадрупольный мультиплет образуют состояния $\omega = 0,77$; 1,11; 1,48; 1,62 МэВ, октупольный $\omega = 2,62$; 3,16; 3,52; 4,26 МэВ. Ядра ⁵³Cr и ¹¹В имеют по одному мультиплету ($\lambda = 2$) и представлены состояниями: $\omega = 0,56$; 1,01; 1,29; 1,97 МэВ и $\omega = 2,1$; 4,4; 6,7; 8,5 МэВ соответственно.

Равенство $R_3 = R_T$ в целом хорошо выполняется для состояний ядра ⁶⁵Cu, за исключением состояния 1/2⁻ (0,77 МэВ). Для ядра ⁵³Cr это равенство хорошо выполняется для состояний 1/2⁻ (0,56 МэВ) и 7/2⁻ (1,29 МэВ) и немного хуже (с точностью до 30%) для двух остальных состояний: $\omega = 1,01$ (5/2)⁻и 1,97 (5/2)⁻МэВ. Отметим, что в легком ядре ¹¹В оказывается, в среднем, $R_T \approx 1,5 R_3$ почти для всех членов квадрупольного мультиплета.

Сумма $\sum_{j} B_{j}(E2)$ ↑, полученная для квадрупольного мультиплета в ядре, равна (543±37) е²·фм⁴ и близка к значению $B_{c}(E2) = (661\pm58) e^{2} \cdot \phi M^{4}$, которое получено из реакции (*e*, *e'*) В.Д. Афанасьевым и др. [1]. Для октупольного мультиплета равенство суммы $\sum_{j} B_{j}(E3)$ ↑ $\mu B_{c}(E3)$ ↑ выполняется с точностью 20%, так же как и в ядре ⁵³Cr для квадрупольного мультиплета. В ядре ¹¹B $\sum_{j} B_{j}(E2)$ ↑= $B_{c}(E2)$ ↑ – с точностью до экспериментальной ошибки. Модель возбужденного остова со слабой связью правильно объясняет спин и четность уровней мультиплетов в ядрах ⁶⁵Си, ⁵³Ст ¹¹В. Энергия центра «тяжести» мультиплета определяется величиной

$$E_{\rm ur} = \frac{1}{(2j_c + 1)(2j + 1)} \sum_{j} (2j + 1)E_j , \qquad (3.3)$$

где j – спин основного состояния нечетного ядра; J_c – спин возбужденного остова ядра; E_j – энергия возбуждения уровней мультиплета в нечетном ядре. МВО правильно предсказывает положение центра «тяжести» уровней квадрупольного мультиплета в ядре ⁶⁵Cu. Центр «тяжести» уровней других мультиплетов незначительно отличается от экспериментальных значений, за исключением мультиплета в ядре ¹¹B, где он смещен на 3,5 МэВ выше, чем предсказывает модель.

Несмотря на некоторые отличия между экспериментальными данными и предсказаниями модели, можно сказать, что MBO со слабой связью в целом правильно описывает основные характеристики ядер ⁶⁵Cu, ⁵³Cr и ¹¹B, хотя имеются отклонения от предсказания, в особенности для ¹¹B.

3.3. Резонансы в рассеянии электронов на ядрах выше порога испускания нуклонов

На основе гипотезы об аналитичности амплитуды (γ , p)- и (γ , n)-реакций в работах [27, 28] методом фейнмановских диаграмм была показана возможность существования резонансов в сечении поглощения фотонов выше порога испускания нуклонов. Механизм реакций представлен треугольными фейнмановскими диаграммами на рис. 3.12.

Ядро A (см. рис. 3.12,а) виртуально распадается на нуклон и остов A-1. Фотон, поглощаясь остовом, возбуждает его. Затем нуклон рассеивается на возбужденном остове (A-1). В этом случае (см. рис. 3.12,б) фотон поглощается нуклоном, который затем рассеивается на остове ядра. Энергетическое положение резонанса в спектрах поглощения фотонов определяется следующим выражением:

$$\omega_{pes} = \varepsilon_{ce} + \varepsilon_{eo3\delta}, \qquad (3.4)$$

3.3. Резонансы в рассеянии электронов на ядрах выше порога ...

где $\varepsilon_{c_{\theta}}$ — энергия связи внешнего нуклона в ядре; $\varepsilon_{{}_{\theta o 3 \delta}}$ — энергия возбуждения дискретных уровней в ядре A-1.



Рис. 3.12. Треугольные диаграммы фото- (а, б) и электроядерных процессов (в)

В работах по исследованию (γ , p)- и (γ , n)-реакций [27, 28] наблюдаются резонансы в сечениях, и их энергетическое положение находится в хорошем согласии с предсказанием теории. Исследование резонансов с помощью рассеяния электронов на ядрах обладает тем преимуществом перед фотоядерными реакциями, что можно исследовать угловую зависимость сечения от резонанса или так называемый формфактор резонанса в зависимости от переданного импульса. Это позволяет, в принципе, определить мультипольность возбуждения резонанса, приведенную вероятность перехода и другие характеристики.

Мы предприняли попытку обнаружить резонансы в сечении неупругого рассеяния электронов на ядрах 10 B и 12 C [23, 29], соответствующих процессу, изображенному на рис. 3.12,в.

Эксперимент проводился на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-300 ХФТИ. Начальная энергия электронов была 140 МэВ. Энергетическое разрешение 0,4%, что составляло в исследуемой области спектров ~ 500 кэВ. Мишень представляла собой диск диаметром 30 мм, толщиной 0,13 г/см², спрессованный из порошкообразного обогащенного изотопа ¹⁰В. Основной примесью в мишени был ¹¹В (~ 15%). Энергия связи внешнего протона в ¹⁰В составляла 6,58 МэВ, а нейтрона – 8,43 МэВ. Согласно уравнению (3.4) в спектрах

Глава 3. Неупругое рассеяние электронов на атомных ядрах

рассеянных электронов на ядре ¹⁰В могут проявляться резонансы при энергиях 8,26; 9,0; 9,7 и 11,3 МэВ, соответствующие дискретным уровням ⁹Ве (1,68; 2,43; 3,10 и 4,71 МэВ), а также резонансы при энергиях 10,8 и 11,2 МэВ, соответствующие дискретным уровням ⁹В (2,34 и 2,81 МэВ). На мишени ¹⁰В было измерено четыре спектра рассеянных электронов под углами 70, 80, 90 и 105°. Действительно в спектрах рассеянных электронов под углами 70 и 80° (рис. 3.13) видны пики при энергиях 8,26; 9,0; 9,7 и 11,3 МэВ, которые находятся в хорошем соответствии с предположением Однако для определения мультипольности теории. И приведенной вероятности перехода из основного в соответствующее возбужденное состояние требуется провести измерения с более высокой статистической точностью и в более широком диапазоне переданных импульсов.

Выше порога выбивания протона и нейтрона из ядра ¹¹В $(E_{\rm P} = 11,2 \text{ МэВ}, E_{\rm n} = 11,5 \text{ МэВ})$ в спектре наблюдаются резонансы $\omega = (13,0\pm0,15), (14,5\pm0,15)$ и $(16,7\pm0,2)$ МэВ, которые предсказываются диаграммной моделью возбуждения в ядрах и согласуются с данными других работ. Для резонанса $\omega = 13$ МэВ мы получили шесть точек формфактора F(q) (см. рис. 3.10). При подгонке расчетных формфакторов К экспериментальным точкам было установлено, что резонанс $\omega = 13 \text{ МэВ}$ имеет мультипольность перехода 3 И положительную четность. Интересным является тот факт, что переход с основного состояния на дискретный уровень $0^{+}(1,7 \text{ МэВ})$ в ядре ¹⁰В (который является остовом ядра ¹¹В по диаграммной модели ядра) имеет эти же мультипольность и четность. Это может служить подтверждением того, что резонанс $\omega = 13 \text{ МэВ}$ в ядре¹¹В является возбуждением уровня 1,7 МэВ в ядре ¹⁰В, сдвинутым на энергию связи нейтрона. Заметим, что эта ситуация аналогична возбуждению мультиплета дискретных уровней, которые имеют ту же мультипольность перехода, что и переход с основного состояния на дискретный уровень остова ядра.

Для резонансов $\omega = 14,5$ и 16,7 МэВ мультипольный анализ не проводился из-за недостатка экспериментальных данных.



3.3. Резонансы в рассеянии электронов на ядрах выше порога ...

Рис. 3.13. Спектры рассеянных электронов с энергией 140 МэВ на ядре ¹⁰В под углами 70 и 80⁰. На рисунке обозначены спектры энергии дискретных уровней ядер ⁹В и ⁹Ве, а также энергии связи протона и нейтрона в ядре¹⁰В. На спектрах указаны экспозиции в отсчетах второго диапазона прибора, равного 3,7·10⁻⁸ Кл

Энергия связи внешнего протона в ядре 12 С равна 15,96 МэВ. Согласно уравнению (3.4) в спектрах рассеянных электронов на ядре 12 С может наблюдаться уровень 18,1 МэВ, соответствующий дискретному уровню 2,12 МэВ на ядре 11 В.

Было измерено два спектра рассеянных электронов на ядре ¹²С под углами 90 и 100° при энергии 140 МэВ [29].

Глава 3. Неупругое рассеяние электронов на атомных ядрах

Действительно, на обоих спектрах наблюдаются пики при энергии 18,1 МэВ. В работах [30, 31] наблюдался уровень 18,1 МэВ при исследовании электрического дипольного резонанса. Была получена зависимость квадрата поперечного формфактора от переданного импульса и показано, что это электрический дипольный резонанс.

Таким образом, в результате проведенных измерений резонансных состояний выше порога испускания нуклонов можно сделать вывод, что в легких ядрах ^{10,11}В и ¹²С наблюдаются резонансы, предсказываемые методом феймановских диаграмм.

	F		$B(E\lambda)\uparrow, e^2 \cdot \phi M^{2\lambda}$		
Ядра	<i>L</i> ₀ , МэВ	\mathbf{J}^{π}	вэп	Молель Хелма	Модельно-не-
	MJD		DOII	тодель желиа	зависим. метод
⁵² Cr	1,43	2^+	800	_	_
⁵⁴ Fo	1,41	2+	532 ± 32	_	_
гс	4,85	3-	4563 ± 410	_	-
⁵⁶ Fe	0,85	2^{+}	678 ± 48	_	_
⁵⁸ Fe	0,81	2^{+}	943 ± 79	_	_
	3,86	3-	13880 ± 1260	_	-
⁵⁸ Ni	1,45	2^{+}	584 ± 41	560 ± 56	519 ± 62
	4,45	3-	14100 ± 990	13800 ± 1500	13020 ± 780
⁶⁰ Ni	1,33	2^+	602 ± 40	603 ± 55	605 ± 54
	4,04	3-	14500 ± 1000	13300 ± 1800	13910 ± 830
⁶² Ni	1,17	2^{+}	618 ± 42	_	_
	3,75	3-	14360 ± 960	_	-
⁶⁴ Ni	1,32	2^{+}	661 ± 58	650 ± 65	640 ± 58
	3,55	3-	16800 ± 1200	16000 ± 1800	17000 ± 1400
⁶⁴ Zn	0,99	2^{+}	1720 ± 140	1600 ± 70	1330 ± 170
	3,00	3-	32300 ± 2300	29100 ± 1500	34000 ± 3000
⁶⁶ Zn	1,04	2^+	1800 ± 150	1650 ± 74	1340 ± 180
	2,81	3-	33900 ± 2400	29900 ± 1900	36900 ± 3300
687 n	1,08	2^{+}	1080 ± 140	_	_
Z 11	2,80	3-	23500 ± 1700	_	_

Приведенные вероятности переходов $B(E\lambda)$ \uparrow	
из основного в возбуждённое состояние для $\lambda = 2$ и $\lambda = 3$	3

Список литературы к главе 3

1. В.Д. Афанасьев, Н.Г. Афанасьев, И.С. Гулькаров, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко, А.А. Хомич. Электровозбуждение низколежащих коллективных состояний в изотопах ^{58,60,64}Ni // Ядерная физика. 1969, т.10, в. 1, с. 33-43.

2. В.Д. Афанасьев, Н.Г. Афанасьев, А.Ю. Буки, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Электровозбуждение коллективных состояний в изотопах ^{64,66}Zn // Ядерная физика. 1970, т. 12, в. 5, с. 885-891.

3. А.С. Литвиненко, Н.Г. Шевченко, А.Ю. Буки, Р.Л. Кондратьев, Г.А. Савицкий, А.А. Хомич, В.М. Хвастунов, И.И. Чкалов. Электровозбуждение Е2- и Е3-переходов в ядрах ^{54,56,58} Fe и ⁶²Ni // УФЖ. 1972, т. 17, №7, с. 1210-1212.

4. А.С. Литвиненко, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, В.Д. Афанасьев, А.Ю. Буки, В.П. Лихачев, В.Н. Полищук, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, А.А. Хомич, И.И. Чкалов. Рассеяние электронов на ядрах ^{66,68}Zn // Ядерная физика. 1972, т. 18, в. 2, с. 250-254.

5. В.Н. Полищук, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, А.А. Хомич, А.Ю. Буки, Б.В. Мазанько. Электровозбуждение низколежащих состояний в ядрах ^{52,53}Сг // Ядерная физика. 1978, т. 27, в. 5, с. 1145-1148.

6. Н.Г. Шевченко. Изотопные эффекты в рассеянии электронов атомными ядрами: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Харьков, 1980.

7. И.С. Гулькаров. Исследование ядер электронами. М.: «Атомиздат», 1977, 208 с.

8. R. Helm. Inelastic and elastic scattering of 187 MeV electron from selected even – even nuclei // Phys. Rev. 1956, v. 104, N 5, p. 1466-1475.

9. L.J. Tassie. Electron excitation of collective nuclear transition // Australian Jorn. Phys. 1958, v. 11, p. 481-489.

10. L.J. Schucan Exact calculation of inelastic electron scattering by nuclei // Nucl. Phys. 1965, v. 61, N 3, p. 417-447.

11. H.L. Crannel, T.A. Griffy. Determination of radioactive transition width of excited states in ^{12}C // Phys. Rev. 1964, v. 136, N 6B, p. 1580-1584.

12. И.Ж. Петков, В.К. Лукьянов, Ю.С. Поль. Неупругое рассеяние электронов на ядрах с возбуждением коллективных уровней // Ядерная физика. 1966, т. 4, с. 556-562.

13. S.T. Tuan, L.E. Wright, D.S. Onley. A computer program for analysis of inelastic electron scattering from nuclei // Nucl. Instr. and Methods. 1968, v. 60, p. 70-76.

14. В.Д. Афанасьев. Электровозбуждение коллективных состояний в изотопах ^{58,60,64}Ni и ^{64,66}Zn: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Харьков, 1969.

15. G. Bertsh, S.F. Tsai. How good is the collective model? // Phys. Letters. 1974, v. 50B, N 3, p. 319-322.

16. R. Neuhausen. Transition charge density of low-lying collective states in even Zn isotopes // Nucl. Phys. 1977, v. A282, p. 125-152.

17. R. Neuhausen, J.W. Lightbody, et al. Electron scattering studies of low – lying collective states of even Zn isotopes // Nucl. Phys. 1976, v. A263, p. 249-260.

18. P.H. Stelson, L. Grodzins. Nuclear transition probability, B (E2), for $O^+_{g.s.} \rightarrow 2^+_{first}$ transitions and deformation parameter // Nucl. Data. 1965, Sect. A1, p. 21-102.

19. S.K. Sharma. Static quadrupole moments and B (E2,0 \rightarrow 2) values in 2p \rightarrow 1f shell nuclei // Phys. Letters. 1974, v. 52B, N 3, p. 299-302.

20. I. Bellicand, P. Barrean. E'tude des niveaux de vibration des isotopes du fer par diffusion inelastique d'electrons de 150 MeV // Nucl. Phys. 1962, v. 36, p. 476-496.

21. В.Н. Полищук, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, А.А. Хомич, И.И. Чкалов, А.С. Литвиненко. Рассеяние электронов высоких энергий на ядре ⁶⁵Cu // Ядерная физика. 1977, т. 26, в. 1, с. 20-24.

22. В.Н. Полищук, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, А.А. Хомич, А.Ю. Буки, Б.В. Мазанько. Электровозбуждение низколежащих состояний в ядрах ^{52,53}Cr // Ядерная физика 1978, т. 27, в. 5, с. 1145-1148.

23. В.Н. Полищук, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, А.Ю. Буки, А.А. Хомич. Неупругое рассеяние электронов на ядре ¹¹В // Ядерная физика. 1979, т. 29, в. 3, с. 582-587.

24. R.D. Lawson, J.L. Uretsky. Center of gravity theorem in nuclear spectroscopy // Phys. Rev. 1957, v. 108, N 5, p. 1300-1304.

25. De Shalit A. Core excitation in nondeformed, odd-A, nuclei // Phys. Rev. 1961, v. 122, N 5, p. 1530-1536.

26. G.B. Beard. Nuclear Resonance Fluorescence in 65 Cu // Phys. Rev. 1964, v. 135B, p. 577-580.

27. Э.И. Дубовой. Закономерности фотоядерных реакций, как проявление свойств феймановских диаграмм // Ядерная физика. 1970, т. 12, в. 5, с. 965-977.

28. Э.И. Дубовой, В.Г. Надточий. О резонансной структуре сечения реакции ${}^{11}B(\gamma, p){}^{10}Be$ // Изв. АН СССР. Серия физическая. 1971, т. 35, №8, с. 1744-1746.

29. Н.Г. Шевченко, А.Ю. Буки, Б.В. Мазанько, В.Н. Полищук, А.А. Хомич. Резонансы в рассеянии электронов на ядрах 10 В и 12 С // Ядерная физика. 1978, т. 28, в. 1(7), с. 12-14.

30. J. Goldemberg, W.C. Barber. Excitation of the giant resonance in ${}^{12}C$ and ${}^{16}O$ by inelastic electron scattering // Phys. Rev. 1964, v. 134B, p. 963-971.

31. A. Yamaguchi, T. Terasava, K. Nacachara, Y. Torizuka. Excitation of the giant resonance in 12 C by inelastic electron scattering // Phys. Rev. 1971, v. C3, N 5, p. 1750-1769.

Глава **4**

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ НА УСКОРИТЕЛЕ ЛУЭ-300

На ускорителе ЛУЭ-300 с помощью спектрометра СП-95 были выполнены эксперименты по исследованию структуры атомных ядер. В работе изложены результаты исследований, в которых впервые в мире экспериментально были обнаружены новые гигантские мультипольные резонансы (ГМР) и особенности их структуры, вызванные различными физическими процессами.

4.1. Экспериментальное обнаружение гигантского квадрупольного резонанса

В 1968-1969 гг. в Харькове на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-300 ХФТИ с помощью спектрометра СП-95 [1-3] было проведено исследование электровозбуждения гигантского квадрупольного резонанса (ГКР) в ядрах ²⁸Si [4, 5, 5a], ⁶⁰Ni [6], ¹²C [7], ³²S [8]. Измерения были проведены при начальных энергиях электронов E₀ от 150 до 225 МэВ. Для ядра ²⁸Si было измерено 12 спектров в диапазоне углов рассеяния 25...65° переданных И ядру импульсов $q = 0,32...0,92 \ \phi M^{-1}$. Такого большого количества спектров для одного ядра ранее никем не было измерено. Такой же объем измерений проведен для остальных трех ядер: 60 Ni, 12 C и 32 S. Из анализа измеренных спектров в диапазоне энергий возбуждения 10...30 МэВ были получены: сечения возбуждения, энергетическое положение ширина И гигантского резонанса. Проведено сравнение этих характеристик гигантского резонанса с имеющимися данными, фотоядерных экспериментах. Было полученными В обнаружено, что гигантский резонанс состоит из нескольких частей, относительные вклады которых изменяются с

увеличением переданного ядру импульса q. На рис. 4.1 приведены спектры неупругого рассеяния электронов на ядре ²⁸Si для нескольких значений q.

К началу проведения этих экспериментов по неупругому рассеянию электронов в Харькове не было ни экспериментальных, ни теоретических данных, которые бы указывали на существование таких переходов в области энергий возбуждения ниже основного пика гигантского дипольного резонанса (ГДР). Такое положение вызывало необходимость проведения дополнительных экспериментов исследования в этой области энергий возбуждения ядер, чтобы понять механизм и характер возникновения этих переходов.

Через три года после опубликования работ в Physics Letters [4], Ядерной физике [5] и Известиях Академии наук СССР (серия физическая) [5а], выполненных в Харькове, такие исследования были начаты почти одновременно в нескольких лабораториях. Эксперименты были выполнены в Дармштадте (ФРГ) и университете Тохоку (Япония) с помощью неупругого рассеяния электронов, Окриджской национальной лаборатории (США) с помощью рассеяния протонов, в университете Колорадо (США) с частицами ³Не и Техасском университете (США) при рассеянии α-частиц.

Дармштадте 1971–1973 гг. В было В проведено исследование при неупругом рассеянии электронов с возбуждением области гигантского резонанса на естественных мишенях Ce, La, Pr при начальных энергиях 50 и 65 МэВ под большими углами (93, 129, 165°) [9-11]. В эксперименте измерено семь спектров: три – для Се и по два – для La и Pr. рис. 4.2 показаны измеренные спектры неупруго-Ha рассеянных электронов на ядре Се при энергии $E_0 = 65 \text{ M}$ эВ и под углами рассеяния $\theta = 93$, 129, 165°. После вычитания лежащего под резонансами фона, связанного с радиационным излучением электронов в исследуемой мишени (на рисунке этот фон изображен штриховыми кривыми), в спектрах были идентифицированы пики при энергиях возбуждения 8,7; 12,0 и 15,1 МэВ. В этих экспериментах обнаружены резонансы, ниже известного электрического ГДР (E1), при энергии 15,1 МэВ. Для этих пиков был проведен мультипольный анализ экспериментальных формфакторов.



Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

Рис. 4.1. Спектры неупругорассеянных электронов на ядре ²⁸Si, измеренные для различных переданных ядру импульсов q.
 Радиационные «хвосты» от упругих и неупругих пиков вычтены.
 E_x – энергия возбуждения ядра. Вертикальные линии представляют вычисленные продольные формфакторы с использованием частично-дырочной модели. Длина линий дана в относительных единицах [4]



4.1. Экспериментальное обнаружение ГКР

Рис. 4.2. Спектры электровозбуждения области гигантского резонанса в ядре Се [11]

В результате получено, что пик при энергии 8,7 МэВ является возбуждением магнитного дипольного (M1), а пик при энергии 12,0 МэВ связан с возбуждением электрических квадрупольного или монопольного (E2 или E0) резонансов. Аналогичные результаты получены после мультипольного анализа экспериментальных данных для трех пиков при тех же энергиях возбуждения в ядрах La и Pr.

В Дармштадте было также измерено четыре спектра при тех же начальных энергиях электронов и углах рассеяния 93 и 129° для ядра ²⁰⁸Pb [12]. Кроме возбуждения ранее известных дискретных уровней и ГДР в работе были обнаружены возбуждение нового триплета уровней при энергиях 10,2; 10,6

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

и 11,2 МэВ; интегральное сечение, возбуждение которого составляет около 20% от интегрального сечения ГДР, расположенного при энергии 14,1 МэВ. Авторы определяют, что наиболее вероятными переходами на уровни этого триплета являются *E*2 (или *E*0)-переходы.

В 1972–1973 гг. в университете Тохоку выполнены эксперименты по неупругому рассеянию электронов на ядрах ⁹⁰Zr, ²⁰⁸Pb [13, 14]. Для ⁹⁰Zr было измерено четыре спектра в области возбуждения гигантского резонанса при значениях переданного ядру импульсов: 0,5; 0,58; 0,78 и 1,0 фм⁻¹. Начальная энергия электронов $E_0 = 150$, 183 и 250 МэВ, а углы рассеяния $\theta = 35$ и 45^0 . В дополнение к ГДР, расположенному при энергии 16,65 МэВ, было обнаружено два новых резонанса при энергиях возбуждения 14,0 и 28 МэВ.

Формфактор резонанса при энергии 16,65 МэВ хорошо описывается кривой для Е1-перехода, тогда как для описания формфактора резонанса энергии 14,0 МэВ необходимо использовать кривую для Е2-перехода. Стоит отметить, что для резонанса энергии 14,0 МэВ не исключается также возможность ЕО-перехода. Резонанс при энергии 28 МэВ не был идентифицирован однозначно. Наиболее вероятным является то, что этому резонансу может быть приписан Е2 (или ЕО)-переход с возможным вкладом переходов более высокой мультипольности. Полученные авторами приведенные вероятности переходов для резонансов при энергиях 16,65 (Е1) и 14,0 МэВ (Е2 или Е0) сравнивались с вычислениями энергетически взвешенных правил сумм (ЭВПС) для изоскалярных переходов ($\Delta T = 0$).

Оказалось, что переход с энергией 16,65 МэВ (E1) исчерпывает 1,07±0,32 соответствующего значения ЭВПС, а переход с энергией 14,0 МэВ – 0,56±0,17 и 1,03±0,3 соответствующих значений ЭВПС при предположениях E2- и E0-переходов. На основании этих оценок авторами делается предположение об изоскалярном характере перехода на состояния с энергией 14,0 МэВ.

Для ядра ²⁰⁸Pb было измерено также четыре спектра при начальных энергиях электронов от 124 до 250 МэВ и под углами рассеяния θ = 35 и 40° [14]. На рис. 4.3 показаны измеренные в этой работе спектры рассеянных электронов, а

фона ГЛР. также аппроксимация для И спектра Мультипольный анализ формфакторов переходов показал, что переходы на уровни в области энергий возбуждения 8,6...11,6 МэВ показывают *E*2 (или *E*0)-характер, причем вероятность возбуждения приведенная уровней В энергетическом интервале расположения триплета хорошо совпадает с результатами работы [12], выполненной в Дармштадте. Кроме резонанса (или резонансов), расположенного по энергии ниже ГДР (E1), в спектрах рассеянных электронов наблюдается очень широкий пик в интервале энергий возбуждения 16...27 МэВ. Мультипольный анализ формфакторов отдельных участков этого широкого пика показал, что в области энергий возбуждения около 19 МэВ наиболее вероятными являются ЕЗ-переходы, тогда как при энергии возбуждения около 22 МэВ - Е2 (или Е0)переходы. Следует отметить, что, как и в случае ⁹⁰Zr [13], приведенные вероятности переходов в ²⁰⁸Pb исчерпывают большую часть даже или превышают значения соответствующих ЭВПС, причем резонанс при энергии возбуждения около 22 МэВ рассматривается при этом как изовекторный электрический квадрупольный (или монопольный).

Электровозбуждение ГМР исследовалось также в ядрах ²⁰⁹Ві работы [15], ⁶⁰Ni [16], ¹⁹⁷Au и ²⁰⁸Pb [17], ¹⁶O [18] и в некоторых других работах.

К этому времени было известно [19], что энергетическое положение электрического ГДР хорошо описывается формулой: 80 А^{-1/3} МэВ. В 1974 году в работе [17] были предложены феноменологические формулы для описания энергетического положения некоторых других электрических мультипольных резонансов: 53 А^{-1/3} МэВ (ЕО, изоскалярный); $105 A^{-1/3}$ M₃B $63 A^{-1/3} M \Im B$ (*E*2, изоскалярный); (*E*3); 130 *А*^{-1/3} МэВ (E2,изовекторный); 195 *А*^{-1/3} МэВ (E0, изовекторный).

Эксперименты по неупругому рассеянию протонов с энергиями 38,8 и 61,7 МэВ в интервале углов рассеяния 12...40° были выполнены на ядрах ²⁷Al, ⁵⁴Fe, ¹²⁰Sn и ²⁰⁹Bi в Окриджской национальной лаборатории [20] и опубликованы в 1972 году. В этой работе было обнаружено, что энергии, при

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

которых появляются пики в спектрах неупругорассеянных протонов, оказываются систематически на 2...3 МэВ ниже энергий, при которых возбуждаются ГДР в фотоядерных реакциях, в частности в (у, *n*)-реакции.



Рис. 4.3. Спектры электровозбуждения ядра ²⁰⁸Pb при различных значениях E_0 и θ [14]
Авторы сделали вывод, что наблюдаемые при неупругом рассеянии протонов резонансы могут иметь другую природу возбуждения, чем резонансы, наблюдаемые в фотоядерных реакциях. Были проведены теоретические оценки сечений дипольного изовекторного и квадрупольного изоскалярного переходов в этой области энергий возбуждения. Получено, что более предпочтительным для объяснения экспериментальной ситуации является квадрупольный изоскалярный переход, а его энергетическое положение должно описываться простой феноменологической формулой: 63 *A*^{-1/3} MэB.

В 1973 году в Ок-Ридже [21] было проведено исследование неупругого рассеяния протонов с энергией 66 МэВ на ядрах 27 Al, Cu, In, Pb. В полученных спектрах обнаружены систематические сдвиги наблюдаемых резонансов в сторону меньших энергий возбуждения по сравнению с положением гигантского *E*1-резонанса, определенного из экспериментов с фотоядерными реакциями.

При сравнении энергетического положения пиков гигантского резонанса из экспериментов по неупругому рассеянию протонов работы [21] с данными по неупругому рассеянию электронов на ядре ²⁰⁸Pb [12, 14] наблюдается очень хорошее совпадение тонкой структуры гигантского резонанса в области энергий возбуждения от 8 до 12 МэВ.

Угловая зависимость сечения возбуждения с энергией ниже 11 МэВ в Рb, полученная в протонных спектрах, лучше всего согласуется с теоретической кривой, вычисленной для E2-перехода с $\Delta T = 0$, т. е. для изоскалярного квадрупольного перехода. Авторы работы [21] утверждают, что с помощью проведенного анализа они выбрали E2 из двух возможных ситуаций (E2 или E0), которые оставались после проведения исследований методом неупругого рассеяния электронов [12, 14].

Исследования с помощью неупругого рассеяния частиц ³Не с энергией 41 МэВ [22], проведенные в США в 1973 году на ядрах ²⁴Mg, ²⁶Mg, ⁵⁰Cr, ⁶⁰Ni, ⁹⁰Zr, не дали ожидаемых результатов. Сечение процесса оказалось на три порядка ниже сечения рассеяния протонов при тех же значениях переданных ядру импульсов *q*. Это было связано с сильным поглощением в каждом ядре частиц ³Не. Успешному проведению

эксперимента помешали также экспериментальные проблемы, связанные с большим фоном из мишени, областями нелинейности фона и низкой чувствительностью измерительной аппаратуры [22]. Однако проведенный в дальнейшем анализ [23] результатов по неупругому рассеянию частиц ³Не с энергией 75 МэВ и альфа-частиц с энергией 90 МэВ на ядрах ²⁰⁸Pb, ¹⁹⁷Au, ¹⁸¹Ta [24] показал, что и эти два метода также могут успешно использоваться для исследования возбуждения в ядрах ГМР.

Хотя существуют очень большие неопределенности, связанные с выделением резонансной части сечения рассеяния из-за большого фона, автору работы [23] все же удалось, сделав предположение о линейной зависимости фона от энергии возбуждения ядра, извлечь данные относительно резонансного процесса. Из сечения анализа экспериментальных угловых распределений и их сравнения с теоретическими предсказаниями делается вывод о том, что возбуждение резонанса нельзя объяснить ни Е1-, ни ЕО-переходами и что для объяснения большой величины сечения нужно использовать существование переходов с большей мультипольностью (Е2 и выше).

Наиболее обширные исследования области гигантского резонанса с помощью неупругого рассеяния частиц ³Не были проведены в Мичиганском университете (США) [25]. Использовав пучок частиц ³Не с начальной энергией 71 МэВ, авторы провели измерение спектров неупругорассеянных частиц ³Не на 12 ядрах от ²⁷А1 до ²⁰⁹Ві в области углов рассеяния $\theta_{na6} = 10...42^{\circ}$. Энергетическое разрешение в эксперименте составляло 200 кэВ. Во всех исследованных ядрах наблюдались широкие пики с максимумами, расположенными по энергии возбуждения на 2...3 МэВ ниже ГДР.

Авторы работы [25] смогли выделить резонансные сечения с помощью сделанных приближений относительно поведения фона и с использованием вида и величины сечения возбуждения ГДР, основываясь на экспериментальных данных из фотоядерных реакций. Проведенный теоретический анализ показал, что наблюдаемые резонансы, вероятнее всего, связаны с изоскалярными квадрупольными переходами. Теоретические оценки, сделанные в предположении электрических монопольных (*E*0)-переходов, в предельно возможном случае исчерпывают только 10% экспериментально наблюдаемых сечений.

В работе [26], выполненной в Техасском университете на пучке альфа-частиц с начальными энергиями 79 и 115 МэВ, были проведены исследования на ядрах ⁴⁰Ca и ²⁰⁸Pb в диапазоне углов рассеяния $3...25^{\circ}$ для каждой начальной энергии альфа-частиц. Хотя в случае ²⁰⁸Pb при начальной энергии 115 МэВ и наблюдался резонанс с энергией возбуждения ниже энергии ГДР, авторы не приводят для этого случая подробного анализа углового распределения, который позволил бы определить мультипольность этого резонанса. В случае ⁴⁰Ca для этих двух начальных энергий альфа-частиц наблюдался пик при энергии возбуждения (18,25±0,25) МэВ с шириной примерно 3 МэВ, который располагался ниже энергии возбуждения ГДР. Анализ углового распределения показал, что наиболее вероятным возбуждением этого пика является *E*2 (*E*0)-переход.

Конечно, как и каждому другому методу исследований, методу неупругого рассеяния тяжелых заряженных частиц присущи свои преимущества и специфические трудности, связанные с малым сечением процесса рассеяния частиц, высоким физическим фоном из мишени, чувствительностью регистрации особенностями аппаратуры И различных рассеянных заряженных частиц. Наличие этих особенностей требовало постоянного совершенствования физической аппаратуры, что осуществлялось во всех лабораториях в процессе проведения экспериментов. Применения различных методик и различных заряженных частиц помогают наиболее полно исследовать структуру ядер в области энергий возбуждения ГМР.

Здесь упомянута только очень малая часть работ, в которых исследовались ГМР, до 1975 года. Более полно их исследования за этот период были рассмотрены в обзоре [27].

Выполненный в [27] анализ данных, полученных до 1975 года, показал, что из проведенных исследований ГМР в атомных ядрах можно сделать следующие выводы.

1. Установлено во всех исследованных ядрах существование резонанса с энергией возбуждения около $63 A^{-1/3}$ МэВ, т. е. на 2...3 МэВ ниже энергии хорошо известного ГДР. Наиболее вероятной интерпретацией этого резонанса является изоскалярный квадрупольный резонанс. Показано, что в ядрах ²⁰⁸ Рb и ⁴⁰ Са этот резонанс имеет тонкую структуру. Есть некоторые указания на то, что этот резонанс расщепляется в деформированных ядрах.

2. Во многих экспериментах (в первую очередь в экспериментах по неупругому рассеянию электронов) получены доказательства существования резонанса выше ГДР при энергии возбуждения около 120...130 A^{-1/3} МэВ. Наиболее вероятной интерпретацией для этого резонанса является изовекторный квадрупольный (или монопольный) резонанс.

3. Представлены доказательства существования в некоторых ядрах также магнитного дипольного и электрического октупольного резонансов.

Что касается теоретических предсказаний относительно ГМР, то они носят пока только качественный характер.

Проведенный анализ данных в обзоре [27] показал, что с помощью неупругого рассеяния электронов можно эффективно исследовать изоспиновые расщепления ГДР в ядрах среднего веса, которое нами было уже начато при обработке данных для изотопов никеля [28], и гигантских резонансов с высокой мультипольностью.

Эксперименты, выполненные в различных лабораториях, показали, что область возбуждения гигантских резонансов имеет существенно более сложную структуру, чем была получена из фотоядерных экспериментов и теоретических ГМР предсказаний. Для исследования В ядрах экспериментаторы уже применили достаточно богатый арсенал экспериментальных методик: неупругое рассеяние электронов, протонов, частиц гелия-3 и альфа. С помощью обширного всех этих метолик. привлечением с экспериментального материала по исследованию ГДР. полученного с помощью фотоядерных реакций, обнаружены достаточно сильные возбуждения в области энергий ниже и выше ГДР. Впоследствии для исследования этих возбуждений экспериментаторами и теоретиками было выполнено большое

количество работ по всему массовому диапазону ядер. В настоящее время эти исследования продолжаются с использованием известных и привлечением новых экспериментальных методов.

4.2. Изоспиновое расщепление ГДР в изотопах ⁵⁸Ni, ⁶⁰Ni и ⁶⁴Ni

Сохранение изоспина при электромагнитных переходах в ядре приводит к тому, что в несамосопряженных ядрах с изоспином основного состояния $T_0 \neq 0$ (N > Z) ГДР, так же как любое изовекторное состояние, расщепляется на два компонента с $T_{<} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$ [29, 30]. Величина изоспина ядра T_0 определяется как $T_0 = (N-Z)/2$, т. е. разницей между числами нейтронов N и протонов Z в ядре. При изоспиновом расщеплении положение состояния с *T*_> предсказывается при более высокой энергии возбуждения, чем для состояния с Т_<. Величина энергетического расщепления составляет несколько мегаэлектронвольт [31], и предсказанная сила этих двух сопоставима при компонентов малых значениях T_0 (соотношение компонентов приблизительно равно как 1/T). Это позволяет наблюдать эффект изоспинового расщепления ГДР экспериментально.

Согласно изоспиновым правилам отбора возбужденное состояние с изоспином $T_{<} = T_0$ может распадаться в низколежащие состояния дочерних ядер с $T_0 \pm 1/2$ как путем испускания протонов, так и нейтронов. При этом следует vчесть. что протонный распад Т_<-состояний считается подавленным из-за кулоновского барьера. Степень этого подавления зависит от разницы между порогом вылета протона из ядра и энергией возбуждения *T*_<-состояния, которое будет распадаться путем испускания протонов. Состояние же с $T_{>} = T_{0} + 1$ может распадаться в низколежащие состояния также только путем испускания протонов, а в случае испускания нейтронов изоспин должен был бы измениться на 3/2. Такое величины изоспина при вылете нейтрона изменение невозможно, потому что нейтрон уносит изоспин равный 1/2. Вследствие этого изучение изоспинового расщепления удобно гигантского резонанса более проводить экспериментах, где осуществляется наблюдение испускаемого

протона, или в экспериментах, где изучается процесс возбуждения ГДР, в котором могут проявляться оба изоспиновых компонента. К таким экспериментам относится исследование ГДР с помощью неупругого рассеяния электронов высокой энергии.

Для получения сведений о влиянии изоспина на возбуждение ГДР и исследовании структуры гигантских резонансов были дополнительно обработаны данные работы [6] по рассеянию электронов на изотопах никеля (⁵⁸Ni, ⁶⁰Ni и ⁶⁴Ni).

С помощью парциальных фотоядерных и обратных им реакций уже был проведен ряд исследований ГДР для ядер 58 Ni и 60 Ni [32–34], в которых изучалось влияние изоспина на структуру гигантского резонанса. Из данных (γ , n)-реакций получено, что дипольная сила состояния с $T_{<}$ распределена довольно по широкому интервалу энергий возбуждения. Однако, несмотря на это, ожидаемого разделения между $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентами, которое составляет 2...3 МэВ, оказалось достаточно для его экспериментального наблюдения.

Расчеты по оболочечной модели для четных изотопов никеля [30] показывают, что (γ , n)- и (γ , p)-состояния не могут быть четко разделены между собой, хотя средняя энергия возбуждения (у, *p*)-состояний приблизительно на 2 МэВ выше, Такое наблюдение чем (*у*, *n*)-состояний. согласуется с предсказаниями модели, которой ПО В учитывается изоспиновое расщепление изовекторных состояний. Регистрируемые каналы распада $T_{<}$ и $T_{>}$ возбужденных состояний с вылетом нейтронов и протонов в фотоядерных реакциях для ядра ⁶⁰Ni схематически показаны на рис. 4.4. Сплошными линиями показаны разрешенные моды распада путем испускания частицы, а штриховой и пунктирными энергетически запрещенный нейтронный распад И запрещенный - по изоспину соответственно.

В работе [33] была исследована (γ , *n*)-реакция на ядрах ⁵⁸Ni и ⁶⁰Ni от порога вылета нейтрона до энергии возбуждения 25 МэВ. Было получено, что в этих ядрах наблюдаемые изоспиновое расщепление ГДР и энергетическое разделение между $T_{<-}$ и $T_{>}$ -компонентами удовлетворительно совпадают с расчетными данными. Результаты также показывают, что

4.2. Изоспиновое расщепление ГДР в изотопах 58 Ni, 60 Ni и 64 Ni

интегральное (γ , *n*)-сечение для ⁶⁰Ni в 2,6 раза больше интегрального сечения для ⁵⁸Ni. Это означает, что добавление двух нейтронов к ядру ⁵⁸Ni приводит к значительному изменению интегрального (γ , *n*)-сечения.



Рис. 4.4. Энергия уровней, относящихся к обсуждению эффекта сохранения изоспина, при распаде ГДР в ядре ⁶⁰Ni с помощью частиц. Для остаточного ядра показаны только нижайшие уровни с указанием значения изоспина. Каждая сплошная линия, указывающая разрешенную моду распада с помощью частицы, обозначена соответствующим квадратом коэффициента Клепша-Гордана, связанным с изоспином. Энергетически запрещенный нейтронный распад T_<-состояния при энергии 16,6 МэВ на уровни с T = 5/2 в ⁵⁹Ni показан штриховой линией. Запрещенный нейтронный распад по изоспину $T_>$ -состояния при энергии 19,6 МэВ на T = 3/2 уровни в ⁵⁹Ni показан пунктирной линией. Все энергии даны в мегаэлектронвольтах по отношению к основному состоянию ядра ⁶⁰Ni [32]

В [6] было получено, что сечения рассеяния электронов на изотопах никеля ⁵⁸Ni и ⁶⁰Ni одинаковы в пределах ошибок эксперимента (меньше 20%). Это может свидетельствовать, что, вероятно, и (γ , p)-сечение также может сильно отличаться для этих ядер. В [34] проведен повторный анализ данных

работы [33] совместно с данными, полученными из реакции по полному поглощению фотонов. Полученные результаты подтвердили наблюдение изоспинового расщепления в этих ядрах.

В [34] проведено исследование ГДР в ядре ⁶⁰Ni с помощью радиационного захвата протонов с целью изучения изоспиновых эффектов. На основе расчетов, выполненных в работе [34], было получено, что $T_>$ -компонент, содержащий 30% дипольной силы, должен наблюдаться как сильный пик в ⁵⁹Co(p, γ_0)-реакции там, где нет существенного повышения ⁶⁰Ni(γ , n)-выхода. Из совместного анализа результатов своего эксперимента и данных [33] авторы [32] интерпретировали имеющиеся в области ГДР пики как результат изоспинового расщепления. В то же время они получили положение $T_>$ -компонента, несколько отличающееся от данных работы [33]. Таким образом, фотоядерные исследования показали, что в ядрах ⁵⁸Ni и ⁶⁰Ni наблюдается изоспиновое расщепление ГДР.

Сопоставление данных различных методов помогает получить более достоверную информацию об исследуемых процессах. На рис. 4.5 приведены сечения для ядра ⁰⁰Ni в зависимости от энергии возбуждения є, полученные в экспериментах трех типов. Данные для (е, е')-рассеяния [35] (начальная энергия $E_0 = 200$ МэВ и угол рассеяния $\theta = 40^\circ$) показаны точками. Данные для (ү, р_о)-реакции, которые получены из эксперимента по радиационному захвату протонов [32], аппроксимированы сплошной линией, а данные для (у, *n*)-реакции [33] – штриховой. На рисунке видны ярко выраженные резонансы в области энергий возбуждения 16...17 МэВ во всех трех экспериментальных сечениях. Резонанс при энергии около 20 МэВ отчетливо наблюдается в (γ, p_0) -эксперименте, несколько хуже в (e, e') и почти не виден Такое поведение сечений согласуется в (γ, n) . С предсказаниями на основе изоспиновых правил отбора.

В сечении, полученном из неупругого рассеяния электронов, хорошо виден резонанс при энергии возбуждения около 13 МэВ. Проведенный анализ [35] показал, что этот резонанс имеет квадрупольный характер возбуждения. В [36] его связывают с возбуждением ГКР. Обсуждение этого

4.2. Изоспиновое расщепление ГДР в изотопах 58 Ni, 60 Ni и 64 Ni

резонанса будет проведено после рассмотрения влияния изоспина на возбуждение ГДР.



Рис. 4.5. Сечение возбуждения ядра ⁶⁰Ni в зависимости от энергии возбуждения в области гигантского резонанса. Дифференциальное сечение (*e, e*')-рассеяния – ланные работы [35]. Функция

сечение (*e*, *e'*)-рассеяния – данные работы [35]. Функция возбуждения для реакции ⁶⁰Ni(γ , p_0)⁵⁹Co под углом 90⁰ – данные [32], а данные ⁶⁰Ni(γ , n)⁵⁹Ni получены в [33]

Для исследования влияния изоспина на электровозбуждение гигантского резонанса в ядрах с различным T₀ в основном состоянии нами проанализированы спектры неупругого рассеяния электронов на трех изотопах ⁶⁰Ni u ⁶⁴Ni [35], которые измерены при ⁵⁸Ni, никеля: одинаковом значении переданного ядру импульса $(q = 130 \text{ M} \cdot \text{B/c}).$ представленный Весь участок энергетического спектра рассеянных электронов разлагался на три пика. В качестве формы пика использовано распределение Γaycca:

$$f(\varepsilon) = h \exp[-4\ln 2((\varepsilon - \varepsilon_0)/\omega)^2], \qquad (4.1)$$

где h, ε_0 и ω – подгоночные параметры, определяющие соответственно высоту, положение и ширину пика. Распределение Гаусса подгонялось по методу наименьших квадратов к экспериментальным точкам, и критерием наилучшей подгонки служило минимальное значение

величины χ^2 . Для каждого из трех пиков получены дифференциальные сечения.

Как подчеркивалось в работе [32], при сохранении изоспина в электромагнитном взаимодействии нейтронный распад состояния ГДР с $T_> = T_0 + 1$ в низколежащие состояния дочернего ядра с $T_z = T_0 - 1/2$ запрещен. Состояния дочернего ядра обычно имеют $T = T_z$, и в случае испускания нейтронов изоспин должен был бы измениться на 3/2. Протонный распад в то же время разрешен на все уровни остаточного ядра с $T_z = T_0 + 1/2$ и в общих чертах должен быть доминирующим каналом распада состояний ГДР с $T_>$. Справедливость этого утверждения наблюдалась в фотоядерных реакциях.

При возбуждении фотонами ядру передается малый импульс q, который для ядер с массой около A = 60 равен 0,1 фм⁻¹. В связи с этим было интересно проследить, будут ли изменяться соотношения сечений электромагнитного возбуждения ядра с различным значением изоспина $T_{<}$ и $T_{>}$ при изменении переданного ядру импульса в диапазоне 0,36...1,2 фм⁻¹, который был получен в нашем случае.

На рис. 4.6 показана зависимость отношения сечений $\sigma_{<}/\sigma_{<}$ (точки – для ядра ⁶⁰Ni, крестик – для ядра ⁵⁸Ni) от переданного ядру импульса q [37], полученного в результате обработки данных работы [6]. При $q \approx 0.1$ фм⁻¹ показаны экспериментальные пределы изменения этого отношения для ⁶⁰Ni, полученные в фотоядерных реакциях [32, 33].



Рис. 4.6. Отношение сечений σ_>/σ_< в зависимости от переданного ядру импульса *q*

Видно, что наши данные в пределах ошибок эксперимента остаются постоянными в измеренном диапазоне переданных импульсов и не противоречат данным из фотоядерных реакций

при малых значениях q. В то же время хотелось бы отметить, что наблюдается тенденция уменьшения отношения $\sigma_{>}/\sigma_{<}$ при увеличении переданного импульса.

Результаты разложения спектров неупругого рассеяния электронов на трех изотопах никеля: ⁵⁸Ni, ⁵⁰Ni и ⁶⁴Ni [35] с использованием распределения Гаусса приведены на рис. 4.7, а численные значения подгоночных параметров – в табл. 4.1. В последнем столбце таблицы приведена величина χ^2 на степень свободы, которая характеризует качество подгонки суммарной кривой к экспериментальным точкам (см. рис. 4.7).

Пики, расположенные вблизи энергии $\varepsilon = 13 \text{ МэВ}$ во всех трех изотопах, имеют квадрупольный характер возбуждения и связаны с возбуждением гигантского квадрупольного резонанса, а пики выше 16 МэВ рассматриваются как связанные с возбуждением изоспиновых компонентов ГДР.

Таблица 4.1

Параметры пиков, полученные в результате разложения спектров
неупругого рассеяния электронов в области возбуждения
гигантского резонанса на трех изотопах никеля: ⁵⁸ Ni, ⁶⁰ Ni и ⁶⁴ Ni

Ū mm o	$h, 10^{-31}$	ω, МэВ		χ^2 на		
ядро	см²/(ср·МэВ)		наши данные	[32]	[34]	степень свободы
⁵⁸ Ni	2,7±1,5	3,5±1,2	12,7±0,8			
	7,4±1,9	5,0±2,2	17,0±0,6		17	2,2
	2,6±1,9	5,3±3,4	21,7±2,8		19,5	
⁶⁰ NI	3,6±0,5 8,0±0,4 3,3±0,4	2,0±0,3 4,0±0,6 4,2±1,1	12,2±0,1 16,1±0,2 20,4±0,6	16,6 19,6	17 21,5	1,3
⁶⁴ Ni	1,1±0,5 4,4±0,2 1,3±0,2	2,1±1,0 6,8±0,8 3,4±1,1	12,5±0,3 17,0±0,2 24,0±0,3			1,1

Примечание. См. также рис. 4.7.

В табл. 4.1 для сравнения приведены положения изоспиновых компонентов ГДР, полученные из анализа экспериментальных данных для (γ , n)-реакции [34], из совместного анализа данных для (γ , n)-реакции [33] и процесса радиационного захвата протонов, выполненного в [32].

Положения изоспиновых компонентов ГДР с *T*_< и *T*_> из анализа (*e*, *e'*)-рассеяния [35] удовлетворительно согласуются с результатами работ, которые выполнены другими экспериментальными методами и при других переданных ядру импульсах [32, 34].



Рис. 4.7. Сечение возбуждения изотопов никеля при неупругом рассеянии электронов в зависимости от энергии возбуждения в области гигантского резонанса при значении переданного импульса *q*' = 0,70 фм⁻¹. Линиями показано разложение спектров на отдельные пики, и суммарная (жирная) кривая подогнана по методу наименьших квадратов к экспериментальным данным (светлые кружки)

Теоретические исследования влияния изоспина при возбуждении ГДР показывают, что это влияние будет приводить к его энергетическому расщеплению, а соотношение между изоспиновыми компонентами будет зависеть от величины изоспина T_0 [29, 38, 39].

Величина энергетического расщепления ГДР определяется из выражения [32, 38]:

$$\Delta E = U \left(T_0 + 1 \right) / A, \tag{4.2}$$

где U = 60 МэВ, как принято в работе [32], или этот коэффициент изменяется при переходе от ядра к ядру, как показано в работе [38].

Ha рис. 4.8 кружками представлены (e, e')экспериментальные для данные [35] энергетического расщепления ГДР в изотопах никеля, связанного с влиянием изоспина. Также приведены данные (γ , *n*)-реакции работы [34] (крестик), радиационного захвата протонов работы [32] (треугольник) и расчеты согласно формуле (4.2) с постоянным значением U = 60 MэВ (штриховая кривая) и со значением U, изменяющимся от ядра к ядру [38] (сплошная кривая). Видно, ход экспериментальных относительный что ланных качественно согласуется с теоретическими расчетами, однако абсолютные значения ΔE из данных работ [34] и [35] лежат несколько выше теоретических кривых.



Рис. 4.8. Изоспиновое расщепление ГДР по энергии ΔE для ⁵⁸Ni ($T_0 = 1$), ⁶⁰Ni ($T_0 = 2$) и ⁶⁴Ni ($T_0 = 4$) в зависимости от изоспина ядра в основном состоянии T_0

Расчеты отношения изоспиновых компонентов с T_0 и T_0+1 показывают [39], что оно быстро изменяется с изменением изоспина T_0 . Такие расчеты до сих пор выполнялись только для случая фотоядерных реакций. Для процесса электровозбуждения это соответствует так называемой фотонной точке ($q \approx 20$ MэB/c), а наши данные соответствуют переданному ядру импульсу (q = 130 MэB/c). Для получения отношения компонентов с T_0 и T_0+1 при таких переданных импульсах были получены выражения для формфакторов [35, 40] на основе работы [39]. Эти формфакторы имеют вид:

$$F_{T_{0}+1}(q) = \frac{iq}{Z} \frac{C^{-1}}{C_{T_{0}+1}} \frac{1}{T_{0}+1} \frac{A}{2N} [F_{el}^{0}(q) - 4\gamma \frac{d}{d(q^{2})} F_{el}^{1}(q)], \qquad (4.3)$$

$$F_{T_{0}}(q) = \frac{iq}{Z} \frac{C^{-1}}{C} F_{el}(q) - \frac{C_{T_{0}+1}}{C} F_{T_{0}+1}(q).$$

 $Z C_{T_0} C_{T_0}$ Здесь $C = [2\gamma A/NZ]^{1/2}$ – нормировочная константа,

$$C_{T_0} = \left\{ \frac{T_0}{T_0 + 1} \left[\frac{1 + 1.5 / A^{2/3} - 4T_0(T_0 + 1) / A^2}{1 - 4(T_0 / A)^2} \right] \right\}^{1/2},$$
(4.4)
$$C_{T_0 + 1} = \left\{ \frac{1}{T_0 + 1} \left[\frac{1 - 1.5(T_0 / A^{2/3})}{1 - 4(T_0 / A)^2} \right] \right\}^{1/2} -$$

относительные интенсивности двух изоспиновых компонентов. Упругий формфактор определялся суммой изоскалярной и изовекторной частей

$$F_{el}(q) = F_{el}^{0}(q) + F_{el}^{1}(q)$$
(4.5)

и был рассчитан на основе одночастичной оболочечной модели с осцилляторным потенциалом, как рекомендуется в работе [39]. Величина $\gamma = 1/b^2$ является радиальным параметром осцилляторных волновых функций, а параметр *b* определяется из выражения [41]

$$b^2 = 1/M\omega, \qquad \hbar = c = 1.$$
 (4.6)

Здесь M – масса протона, $\omega = 41 A^{-1/3} M_{2}B$.

Расчетные значения отношений формфакторов $F^2_{T_0+1}(q)$ и $F^2_{T_0}(q)$ ГДР, отличающихся изоспином, для переданного импульса q = 130 МэВ/с приведены на рис. 4.9 сплошной линией.



Рис. 4.9. Отношение квадратов формфакторов $F_{T_0+1}^2/F_{T_0}^2$ в зависимости от изоспина ядра в основном состоянии T_0 . Кружки – наши экспериментальные данные, сплошная кривая – расчет по формулам (4.3)

Из проведенного нами анализа [35] можно сделать вывод, что уровни ГДР при энергиях 17,0; 16,1 и 17,0 МэВ соответственно в ядрах ⁵⁸Ni, ⁶⁰Ni и ⁶⁴Ni имеют изоспин T_0 , равный изоспину основного состояния, тогда как уровни при энергиях 21,7; 20,4 и 24,0 МэВ – изоспин T_0 +1.

Таким образом, наши данные по рассеянию электронов подтверждают выводы о наличии изоспинового расщепления ГДР в ⁵⁸Ni и ⁶⁰Ni, полученные из исследования фотоядерных реакций в работах [32–34], и показывают, что такое же расщепление наблюдается и для ⁶⁴Ni. Последующие измерения на ^{58,60}Ni были выполнены в

Последующие измерения на ^{58,60}Ni были выполнены в США [42] и на ⁵⁸Ni – в Германии [43]. В этих работах проведено обсуждение результатов наших исследований. В работе [42] сечения рассеяния электронов на изотопах ⁵⁸Ni и ⁵⁰Ni были измерены с энергией электронов 102 МэВ при углах рассеяния 45, 60, 75, 90, 105⁰ и с энергией возбуждения от 3 до 50 МэВ. Всего измерено пять спектров. Диапазон переданных импульсов перекрывал 0,4...0,8 фм⁻¹. Эксперименты в Германии [43] были выполнены при нескольких энергиях

электронов (124, 180 и 300 МэВ) и перекрывали диапазон переданных импульсов (0,4...2,0 фм⁻¹). Было измерено 10 спектров. Новые данные, полученные значительно позже наших измерений, показали более сложную структуру в распределении сил мультипольных резонансов. Так, в резонанс при энергии 13 МэВ, который нами был определен как Е2-резонанс, дают вклад Е1-переходы. Этот вклад составляет около 2% [42] или немного больше [43] от полного вклада, рассчитанного из ЭВПС. А в определенный нами при энергии 16 МэВ Е1-резонанс наблюдаются вклады Е2переходов. Таким образом, показано, что при одной и той же энергии возбуждения происходит перекрывание резонансов различной мультипольности, и резонансы имеют более сравнению сложную структуру по с первыми экспериментальными данными по исследованию гигантских резонансов, которые были получены на нашей экспериментальной установке [4, 5].

такого перекрывания Пример распределение В электрических мультипольных сил гигантских резонансов для ядра ⁵⁸Ni, полученных в Германии [44] при неупругом рассеянии электронов с энергией 124 и 180 МэВ и в диапазоне переданных ядру импульсов $q = 0, 4...1, 2 \, \phi \, \text{M}^{-1}$, показан на дано рисунке рис. 4.10. Ha распределение E1-E4мультипольных сил в процентах исчерпывания ЭВПС. Экспериментальные результаты представлены в диапазоне энергий возбуждения 2...22,5 МэВ, а теоретические - до 34 МэВ.

В дальнейших наших исследованиях на других ядрах получено значительное перекрывание резонансов с различной мультипольностью. При одной и той же энергии возбуждения в ядрах наблюдаются вклады от мультипольных сил резонансов с L = E1 - E5.

Для исследования гигантских резонансов с высокой мультипольностью ($L \ge 1$) были выполнены эксперименты по неупругому рассеянию электронов на ядрах ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe [45, 46] и проведен анализ экспериментальных данных для ядер ⁶⁴Zn, ¹²⁴Sn [47–49]. Выбор этих ядер обусловлен тем, что они мало исследовались с помощью фотоядерных реакций. Выбранные ядра находятся в той области атомных масс, в которой

гигантские резонансы с более высокой мультипольностью, чем *E*1, почти не исследованы. Также эти ядра не были исследованы с помощью неупругого рассеяния электронов.



Рис. 4.10. Распределение электрических мультипольных сил в ⁵⁸Ni, выраженных через электромагнитные ЭВПС, %. Заштрихованные гистограммы – экспериментальные данные, штриховые – вычислены в приближении случайных фаз [44]

Как уже было упомянуто выше, при изовекторном возбуждении состояние должно расщепляться на два пика со значениями изоспинов $T_{\leq} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$ [29]. В фотоядерных реакциях такие данные, связанные с влиянием изоспина на расщепление дипольного резонанса, получены в нескольких ядрах. При рассеянии электронов, где поведение сечения ГДР можно исследовать вдали от фотонной точки по переданному импульсу, такие данные были получены только в наших экспериментах для изотопов никеля [35, 37]. На других ядрах такие исследования не проводились. Поэтому было интересно исследовать поведение формфакторов компонентов изоспинового расщепления ГДР при переданном ядру импульсе q значительно большем, чем в фотоядерных экспериментах и в более широком диапазоне ядер. Такие исследования лучше всего проводить на ядрах, у которых основные состояния имеют малые значения изоспина T_0 . Ядра ⁵⁴Fe, ⁵⁶Fe и ⁶⁴Zn, которые были нами исследованы, имеют изоспин $T_0 = 1$ и 2, и вклады изоспиновых компонентов с $T_{<}$ и *T*_> в этом случае сопоставимы по величине между собой (соотношение вкладов компонентов приблизительно равно 1/Т). Это позволяет надеяться, что оба компонента могут достаточно легко наблюдаться в эксперименте. Ядро ¹²⁴Sn с магическим числом протонов Z = 50 имеет изоспин $T_0 = 12$, и вклад изоспинового компонента с $T_>$, согласно расчетам по формуле (4.5), будет приблизительно в 10 раз меньше по сравнению с вкладом T_<-компонента. Такое соотношение вкладов также еще может позволить наблюдать оба этих компонента.

Так как уже были получены некоторые экспериментальные доказательства существования изовекторного квадрупольного резонанса, то возможное проявление влияния изоспина можно будет наблюдать и для этого резонанса.

Все выбранные ядра являются четно-четными. Ядро ¹²⁴Sn имеет магическое число протонов Z = 50, а ядра ⁵⁴Fe, ⁵⁶Fe и ⁶⁴Zn расположены вблизи протонной подоболочки с магическим значением Z = 28, кроме того, ядро ⁵⁴Fe имеет магическое число нейтронов (N = 28, заполнена подоболочка $1f_{7/2}$). Для исследования резонансов высокой мультипольности

 $(L \ge 2)$ это может облегчить интерпретацию перекрывающихся ГМР в спектрах рассеянных электронов, так как вблизи магических оболочек резонансы могут иметь меньшие ширины и это позволит более надежно их разделять.

4.3. Возбуждение электронами ГМР в ядрах ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn

В работе [50] проведен обзор экспериментальных данных исследованию ГДР В (γ, n) -реакциях с моно-ПО энергетическими фотонами для большого числа ядер и в широком диапазоне атомных масс от ³Не до ²³⁸U. Наибольшее число данных, приведенных в этом обзоре, получено в лаборатории Ливермора (США). В этих экспериментах, 64 Zn точностью, ядро выполненных высокой С не исследовалось с помощью фотоядерных реакций. Из ближайщих соседей ядра ⁶⁴Zn были исследованы ⁵⁵Mn; ^{58,60}Ni; ⁵⁹Со; ^{63, 65}Си. Полные фотонейтронные сечения для этих ядер хорошо описываются путем подгонки двух кривых Лоренца с расстоянием между максимумами пиков около 3 МэВ. Сечения для ⁵⁵Мп и ⁵⁹Со ясно показывают большой пик выше энергии гигантского резонанса. Для ядра ⁶³Си данные, полученные в лаборатории Ливермора [50], также показывают наличие пика выше гигантского резонанса при энергии около 23 МэВ, но этот пик не наблюдается у данных ${}^{63}Cu(\gamma, n){}^{62}Cu$ -реакции, полученных в лаборатории Сан Диего, Калифорния. На основе анализа данных для ядер ^{58, 60}Ni и ⁶³Cu высказывается предположение, что этот пик не является частью главного дипольного резонанса, которая могла бы возникнуть в результате трехосной деформации этих ядер, а является более вероятным проявлением изоспинового расшепления ГДР, или возбуждением ГКР. Авторы работы [50] считают, что для этой области ядер с помощью фотоядерных реакций трудно разделить состояния ГДР с T_> и E2 гигантский резонанс при энергиях возбуждения, где наблюдается этот большой пик. В этой ситуации можно будет разобраться при проведении экспериментов с помощью неупругого рассеяния электронов, где разработаны достаточно надежные методы определения мультипольности возбуждаемых в ядре состояний и, таким

образом, надежно определить *E*1- или *E*2-характер возбуждения для этого пика.

В ядре ¹²⁴Sn область гигантского резонанса исследовалась фотоядерными реакциями с использованием монохроматических и тормозных фотонов. В работах [51, 52] с помощью монохроматических фотонов исследовалась (у, n)реакция, а в [52] с помощью тормозных фотонов – (у, р)реакция. В этих работах ГДР был исследован на целом ряде изотопов олова от 116 Sn до 124 Sn с использованием (γ , *n*)- и (у, р)-реакций. В обзорной работе [50] проведен анализ (у, л)- и (ү, р)-данных и отмечено, что для изотопов олова ширина ГДР заметно не изменяется, когда изменяется число нейтронов и наблюдается выше ГДР дополнительная структура. Рассматривая эту структуру, с точки зрения проявления возбуждения ГКР, авторы работы [50] отмечают, что для многих ядер эта область энергий возбуждения перекрывает область сильных Т> дипольных состояний. Подходящим примером для этого являются эксперименты на изотопах олова [51], где наблюдаемая структура может быть источником дипольного или квадрупольного возбуждения. В работе [53] проделана подгонка теоретических кривых с использованием коллективной динамической модели ДЛЯ вычисления дипольного и квадрупольного сечений к экспериментальным данным работы [51] для ¹¹⁸Sn и ¹²⁴Sn. Эта подгонка показала превосходное согласие экспериментальных и расчетных данных. Однако, несмотря на высокое качество этих подгонок, работы [50], отмечая перспективность авторы таких вычислений, не исключают наличия вклада изоспинового расщепления ГДР в этой области энергий возбуждения и считают, что требуются дополнительные экспериментальные и теоретические исследования для вклада возбуждения ГКР и сильных Т_> дипольных состояний. В [54] был сделан расчет энергетического расщепления и отношения сил дипольных изоспиновых компонентов и выполнены измерения (у, n)реакции. Однако из экспериментальных данных не было обнаружено изоспинового расщепления ГДР для ядра ¹²⁴Sn, так как компонент с изоспином $T_{>} = T_0 + 1$ не наблюдался.

Для ядра ⁶⁴Zn на линейном ускорителе ЛУЭ-300 с использованием многоканальной детектирующей аппаратуры

было измерено восемь энергетических спектров рассеянных электронов при начальных энергиях электронов $E_0 = 149,4;$ 225,8; 226,1 и 280,4 МэВ под углами рассеяния $\theta_e = 34...60^\circ$ в области энергий возбуждения от 0 до 90 МэВ. Углы рассеяния выбирались относительно малыми для того, чтобы в дифференциальном сечении рассеяния преобладало электрическое рассеяние. В полученных продольное дифференциальных сечениях рассеянных электронов были учтены радиационные поправки и вычтено квазиупругое рассеяние. Для проведения дальнейшего анализа спектры были разбиты на полосы шириной 1 МэВ и получены формфакторы каждой из 27 полос во всем диапазоне переданных ядру импульсов *q* (0,518...1,42 фм⁻¹).

проведения мультипольного Для анализа экспериментальных формфакторов для каждой энергетической полосы ю с использованием этих двух моделей необходимо знать параметры распределения плотности заряда в ядре, которые наиболее точно определяют из данных по упругому рассеянию электронов. Эти параметры получают с помощью борновского приближения для модели Хелма И R высокоэнергетическом приближении для фермиевского распределения плотности заряда. Для ядра ⁺Zn такие параметры были получены в работе [55] для сферического распределения плотности заряда. Однако, как следует из работы [50], ядро ⁶⁴Zn находится в области деформированных ядер, и поэтому было бы интересно определить параметры распределения заряда с учетом деформации ядра. Так как эти параметры используются при анализе ГМР, то они также могут оказать влияние на характеристики мультипольных резонансов.

Для определения параметров распределения плотности заряда с учетом влияния деформации ядра в работе [56] был предложен метод вычисления упругих и неупругих (для возбуждения низколежащих коллективных ядерных состояний) формфакторов атомных ядер с учетом вклада всех порядков по деформации поверхности ядра. Выражения для формфакторов были получены для фермиевского распределения плотности заряда.



Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

Рис. 4.11. Формфакторы упругого и неупругого рассеяния электронов с возбуждением первого 2⁺-уровня в ядре ⁶⁴Zn в зависимости от переданного ядру импульса. Экспериментальные точки упругого (● – из [55], ○ – [57]) и неупругого (x – [58], ● – [59]) формфакторов; сплошная кривая – упругий, штриховая – неупругий формфакторы

Этот метод использовался для совместного анализа экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеяниям электронов с возбуждением первого 2⁺-уровня, чтобы определить параметры распределения плотности заряда ядра ⁶⁴Zn с учетом квадрупольной деформации [48].

4.3. Возбуждение электронами ГМР в ядрах ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn

Полученные в работе [56] теоретические формфакторы подгонялись к экспериментальным данным работ [55-59]. Подгоночными параметрами являлись: с – радиус полуспада плотности, b – величина, связанная с толщиной поверхностного слоя t = 4,40 b фермиевского распределения

плотности заряда $\rho(r) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r-c}{b}\right) \right\}^{-1}; \beta_2^d$ – параметр, характеризующий квадрупольную деформацию поверхности ядра.

На рис. 4.11 показана совместная подгонка упругого и неупругого (c возбуждением первого 2⁺-уровня) формфакторов к экспериментальным данным. Из подгонки были исключены экспериментальные точки, лежащие вблизи дифракционных минимумов. Полученные значения подгоночных параметров с и b приведены в табл. 4.2,

величина $\beta_2^d = 0,261\pm0,001$. Из таблицы видно, что полученное значение среднеквадратичного радиуса $< r^2 > \frac{1}{2}$ удовлетворительно согласуется с результатами работ [55, 57, 60], где анализ экспериментальных данных проводился другими методами. Величины с и b несколько отличаются из-за учета влияния квадрупольной деформации. Величина с заметно увеличилась, в то время как параметр *b* существенно уменьшился.

Таблица 4.2

Параметры фермиевского распределения плотности заряда для ядра ⁶⁴Zn

	-		
$< r^{2} >^{1/2}, \phi M$	с, фм	<i>b</i> , фм	Ссылка
3,988±0,005	4,413±0,003	0,525±0,002	[48]
4,041±0,017	4,265±0,016	0,627±0,004	[55]
3,943±0,025	4,183±0,021	0,603±0,008	[57]
3,965±0,017	4,285±0,009	$0,584 \pm 0,009$	[60]

Значение квадрупольной деформации $\beta_2^d = 0,261+0,001$ [48] хорошо согласуется по абсолютной величине с отрицательным значением $\beta_2^d = -0.258$, полученным в работе

[58] из приведенной вероятности перехода, и с $\beta_2^d = 0,255$, полученным на основе работы [61] из анализа только упругого рассеяния электронов, но несколько больше $\beta_2^d = 0,230+0,007$ [62], где данные извлекались с помощью вибрационной модели.

Таким образом, данные показывают, что с помощью метода, предложенного в [56], можно извлекать сведения о параметрах распределения плотности заряда с учетом деформации ядра и сведения о самой квадрупольной деформации. Эти данные были квадрупольной нами использованы при анализе формфакторов ГМР в борновском и высокоэнергетическом приближениях. Для анализа также были использованы параметры распределения заряда в основном состоянии для модели Хелма (R = 4,5 ф м;G = 0,921 фм) и фермиевского распределения (c = 4,183 фм; b = 0,603 фм); (r^2) и (r^{2L-2}), взятые из работы по исследованию упругого рассеяния [55]. Использование параметров распределения заряда с учетом и без учета деформации как в борновском, так и высокоэнергетическом приближении не изменяют положение гигантских резонансов, но оказывают влияние, в пределах 10...15%, на величину приведенной вероятности.

Полученные результаты из мультипольного анализа экспериментальных данных для ядра ⁶⁴Zn [47] показывают, что гигантские резонансы одной мультипольности состоят из нескольких пиков, которые могут быть расположены по энергии возбуждения на достаточно большом расстоянии друг от друга. В то же время при одной и той же энергии возбуждения наблюдаются резонансы с различной мультипольностью. Это хорошо видно из рис. 4.12 для данных о приведенной вероятности ГМР ядра ⁶⁴Zn [63].



4.3. Возбуждение электронами ГМР в ядрах ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn

Рис. 4.12. Зависимости приведенных вероятностей переходов *B*(*EL*↑)/МэВ от энергии возбуждения для гигантских резонансов различных мультипольностей *EL* в ядре ⁶⁴Zn

Так, для области возбуждения в районе 23 МэВ, которая обсуждалась для фотоядерных реакций в работе [50], наблюдаются вклады *E*1- и *E*3-резонансов при энергии около 21 МэВ и вклады *E*2- и *E*4-резонансов около 25 МэВ. Таким

образом, из этих данных видно более сложную структуру возбуждения резонансов и вклады большего числа резонансов в этой области энергий возбуждения, чем было получено из экспериментальных данных по фотоядерным реакциям [50].

Для *E*1-резонанса в ⁶⁴Zn получено два пика при энергиях 17,7 и 21,6 МэВ [47] (см. табл. 4.2). Среднее положение этих двух пиков находится при $E_x A^{1/3} = 78$ МэВ, которое хорошо согласуется со значениями 80 А^{-1/3} [19] и 76 А^{-1/3} МэВ из гидродинамической модели Штейнведела-Йенсена. В работе [29] было показано, что ГДР в ядрах с изоспином в основном состоянии $T_0 \neq 0$ должен расщепляться на два компонента $(T_> = T_0+1$ и $T_< = T_0$), которым соответствуют различные энергии. Величина этого расщепления, определенная на основе частично дырочных взаимодействий [64], равна $\Delta E = E_{T_0+1} - E_{T_0} = U \frac{T_0+1}{A}$, где U = 60 МэВ. Такое значение U

хорошо согласуется с экспериментальными результатами для многих ядер, хотя и наблюдается разброс этого значения.

Из изоспиновых правил отбора известно, что для ядер с изоспином $T_0 \neq 0$ (*N*>*Z*) в (γ , *n*)-реакции должен наблюдаться дипольный резонанс с изоспином $T_{<} = T_0$, а в (p, γ_0)- и (e, e')реакциях могут наблюдаться резонансы как с $T_{<} = T_0$, так и с $T_{>} = T_0+1$. Поэтому набор экспериментальных данных из различных реакций позволяет более полно исследовать изоспиновую структуру гигантских резонансов.

Экспериментальные данные о положении E_x и ширине на полувысоте Γ пиков для ГДР в ядре ⁶⁴Zn, полученные в трех экспериментах, приведены в табл. 4.3. Положение пиков из (*e*, *e'*)- и (γ , *n*)-реакций хорошо совпадает, что согласуется с правилами отбора по изоспину. Это позволяет заключить, что наблюдаемый в этих реакциях резонанс имеет изоспин $T_{<} = T_0 = 2$. Данные из (p, γ_0)-реакции показывают два пика для дипольного резонанса, как и в (*e*, *e'*)-эксперименте, что согласуется с изоспиновыми правилами отбора, хотя эти пики наблюдаются при более низкой энергии возбуждения, чем в эксперименте по рассеянию электронов.

4.3. Возбуждение электронами ГМР в ядрах ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn

Таблица 4.3

10 Jumbh (0, 0), (1, 0), (0, 10) pound								
Door	$T_{<}=2$		$T_>=$	3	٨E			
	$E_{\rm x}$,	Γ,	$E_{\rm x}$,	Γ,	ΔE , MoP	Ссылка		
ции	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ	MIJD			
(e, e')	17,7±0,7	$4,6\pm0,8$	21,6±0,6	$3,7\pm0,8$	3,9±0,9	[47]		
(γ, n)	18	7				[65]		
(p, γ_0)	15,8	4	18,9	2	3,2±0,3	[31]		

Параметры гигантского дипольного резонанса ядра ⁶⁴Zn из данных (*e*, *e*)-, (*γ*, *n*)-, (*p*, *γ*₀)-реакций

В работе [38] были рассчитаны относительные силы возбуждения *E*1-состояний с различными изоспинами и получено их энергетическое расщепление для целого ряда ядер. Было показано, что изоспиновое расщепление (ΔE) любого ядра может быть выражено с помощью дипольных правил сумм и некоторых физических параметров, таких как энергия гигантского резонанса, изоспин, среднеквадратичное распределение нейтронов $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ и протонов $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$. Для ядра ⁶⁴Zn в [38] получено значение U = 68 МэВ. Кроме значения изоспинового расщепления в работе [66] было рассчитано отношение сечений состояний с $T_> = T_0+1$ и $T_< = T_0$, которое имеет следующий вид:

$$\frac{\sigma(T_0+1)}{\sigma(T_0)} \approx \frac{1}{T_0} \left[\frac{1 - \frac{2T_0}{\alpha A}}{1 + \frac{2}{\alpha A}} \right], \tag{4.7}$$

где $\alpha \approx 1,3 A^{-1/3}$ – параметр, который зависит от корреляции в ЭВПС. При расчетах в [38] было учтено различие между $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ и $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ и заменено α на α' , которое отличается поправкой $N\epsilon/2T_0$ ($\epsilon \equiv \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$).

Экспериментальные и теоретические значения изоспинового расщепления по энергии и отношений сечений с $T_{>} = T_{0}+1$ и $T_{<} = T_{0}$ приведены в табл. 4.4.

Таблица 4.4

Значения изоспинового расщепления и отношений сечений ГДР с $T_{>} = T_{0}+1$ и $T_{<} = T_{0}$ ядра ⁶⁴Zn

ΔE ,	$\frac{\sigma(T_0+1)}{\sigma(T_0)}$				
Эконоримонт	Теория		Экспери-	Теория	
эксперимент	[38, 64]	[176]	мент	[38, 64]	[66]
3,9±0,9	2,8	3,2	0,46±0,17	0,37	0,382

Из данных таблицы видно хорошее совпадение значения экспериментального расщепления E1-резонанса с теоретическим расчетом величины изоспинового расщепления. Для отношения сечений с изоспином $T_>$ и $T_<$ также наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и теоретических значений. Совпадение этих значений дает сделать заключение, что в измеренных сечениях в ядре ⁶⁴Zn происходит изоспиновое расщепление дипольного резонанса.

Процент исчерпывания для низколежащих *E*2-переходов составляет около 5% общего ЭВПС, что свидетельствует о наличии возбуждений при более высокой энергии. Эти возбуждения получили название ГКР, так как им соответствует большой процент исчерпывания ЭВПС.

Энергетическое положение изоскалярного ГКР хорошо известно. Оно описывается формулой $E_x = 63 A^{-1/3}$ МэВ, полученной на основании данных многих экспериментальных работ. Различные теоретические подходы дают положение изоскалярного ГКР, близкое к этому значению (табл. 4.5). Ширина ГКР в сферических ядрах составляет в основном (4,5±1,5) МэВ, причем уменьшается с увеличением *A*. Резонанс при $E_x = (14,7\pm0,3)$ МэВ по энергетическому положению и полуширине совпадает с усредненными экспериментальными результатами, поэтому его можно считать изоскалярным ГКР. Он исчерпывает (50±6)% изоскалярного ЭВПС.

Для изовекторного ГКР (ИВГКР) накоплено значительно меньше экспериментального материала, чем для изоскалярного. Из систематики экспериментальных данных энергетическое положение ГКР определено равным

4.3. Возбуждение электронами ГМР в ядрах ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn

120...130 $A^{-1/3}$ МэВ, а ширина – 5...7 МэВ. Из данных табл. 4.5 [47] этому резонансу соответствует пик при энергии (28,4±0,6) МэВ ($E_x A^{1/3} = (113,6\pm2,4)$ МэВ), который исчерпывает (35±8)% ЭВПС. В экспериментальной структуре этого резонанса наблюдается два горба. Этот резонанс был разложен на два пика при $E_x = (25,1\pm0,7)$ и (30,4±0,8) МэВ [49]. Объяснение наличия двух пиков для ИВГКР было связано с влиянием изоспина на характер возбуждения этого резонанса путем сравнения экспериментальных результатов с теоретическими подходами, предложенными в [70, 71].

Таблица 4.5

Энергетическое положение E_x , ширина на полувысоте Γ , процент исчерпывания ЭВПС ГМР в ядре ⁶⁴Zn из неупругого рассеяния электронов. Приведены значения положения ГМР из систематик экспериментальных данных [67] и теоретических расчетов [68, 69]

EL	<i>E</i> 1		<i>E</i> 2		E3		Ссы-
Т	2	3	2	3	2	3	лка
<i>Е</i> _х , МэВ	17,7±0,7	21,6±0,6	14,7±0,3	28,4±0,6	16,9±0,5	21,3±3,6	[47]
	70,8±2,8	86,4±2,4	58,8±1,2	113,6±2,4	67,6±2,0	85,2±14,4	[47]
$E_{\rm x}A^{1/3}$,	80		6365	120135	105		[67]
МэВ	8	32	5360	111140	7082	135158	[68, 69]
Γ,	4,6±0,8	$3,7\pm0,8$	6,4±0,5	$7,0\pm1,1$	4,6±19	8,4±3,6	[4]
МэВ			26,5	57		4	[67]
%, ЭВПС	122±39		50±6	35±8	10±6	12±10	[47]

В работе [70] было рассмотрено влияние изоспина на расщепление ГМР и была проведена оценка величины изоспинового расщепления ΔE в приближении «случайных фаз». Получено выражение этой величины для изовекторного ГДР и показано, что изовекторные квадрупольные состояния также будут расщепляться по изоспину. Соответствующие аналитические выражения ΔE были получены для резонансов со спином $J^{\pi} \neq 0$ в зависимости от параметров оболочечной модели (радиуса ядра, константы эффективного взаимодействия, числа нуклонов и величины нейтронного избытка).

Для ядра ⁶⁴Zn расчет изоспинового расщепления ГДР по формуле работы [70] дает значение $\Delta E = 2,8$ МэВ, которое

точно совпадает с расчетом по формуле (4.3). Расчет величины изоспинового расщепления ИВГКР на основе этой работы для ⁶⁴Zn дает значение 2,6 МэВ [49]. Экспериментальное значение получено равным (5,3±1,5) МэВ, которое было было определено как изоспиновое расщепление ИВГКР [49]. Отличие между расчетным и экспериментальным значениями для ИВГКР выходит за пределы экспериментальной ошибки. В выполненной позже работе [71] рассмотрено изоспиновое расщепление ИВГКР. Следуя методу работы [64], в которой было исследовалось изоспиновое расщепление ГДР, авторы работы [71] получили аналитические выражения для расчета возбуждения изовекторной квадрупольной силы. Эти выражения использовались для оценки энергии изоспинового расщепления И были получены положения центров энергетического распределения возбуждения $E_{\leq} = E_{To}$ и $E_{>} = E_{To+1}$ двух изоспиновых компонентов ИВГКР. Величина энергетического расшепления ИВГКР в работе [71] была определено следующим образом

$$E_{T_0+1} - E_{T_0} \approx \frac{T_0 + 1}{A} \left(V_1 - \frac{32,0 \text{ M} \Im B}{A^{1/3}} \right),$$
 (4.8)

где был использован член симметричной энергии в потенциале Лейна: $U = V_1 T_0 / A$ и $V_1 \simeq 100$ МэВ. Из этого выражения для ядра ⁶⁴Zn изоспиновое расщепление $\Delta E = 4,3$ МэВ. Это значение в пределах ошибки согласуется с экспериментальным значением и подтверждает наше заключение о наблюдении изоспинового расщепления квадрупольного резонанса [49], которое является первым экспериментальным наблюдением этого явления.

Ситуация относительно ИВГКР была обсуждена в нескольких обзорных статьях. Так, в работе [72] собраны экспериментальные данные для этого резонанса. Доказательство для возбуждения изовекторного *E*2-резонанса в среднетяжелых и тяжелых ядрах получено из анализа (*e*, *e'*)-экспериментов. В таких экспериментах наблюдался широкий резонанс над континуумом при энергии возбуждения около $130 A^{-1/3}$ МэВ. На рис. 4.13 показано энергетическое положение пика в распределении силы E2 в зависимости от *A*

наблюдаемое в ряде экспериментов по неупругому рассеянию электронов.



Рис. 4.13. Положение пика ИВГКР, наблюдаемое в (*e, e'*)-спектрах, в зависимости от *A* (темные кружки). Выделенная область указывает, где ожидается расположение изовекторного гигантского монопольного резонанса (ИВГМР) Светлыми квадратами показано положение пиков ИВГКР для ядер ⁶⁴Zп и ¹²⁴Sn с учетом влияния изоспина на расщепление квадрупольного резонанса [72]

Ширина пика в распределении Е2-силы возрастает от 5 МэВ для A = 208 до 10 МэВ для A = 60. В этой области ядер величина исчерпывания ЭВПС составляет 50...100% для изовекторного Е2-резонанса. Следует заметить, что при анализе спектра неупругого рассеяния электронов делается ряд предположений не только из-за возможного перекрытия различных ΓMP, которые расположены В том же энергетическом диапазоне, но также из-за большой ширины всех этих резонансов и из-за того, что они все расположены на верху большого континуума. Эти предположения могут повеличину влиять на параметров гигантских разному резонансов, но считается, что их энергетическое положение оценивается достаточно надежно.

На рис 4.13 из работы [72] светлыми квадратами показаны положения пиков ИВГКР для ядер ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn [49].
Положение пиков ИВГКР при более высокой энергии возбуждения (темные кружки) хорошо совпадает с данными других экспериментов по рассеянию электронов. Положение пиков ИВГКР при более низкой энергии возбуждения (светлые квадраты) связано с тем фактом, что для этих ядер наблюдается влияние изоспина на расщепление квадрупольного резонанса.

Реакции радиационного захвата И обратные ИМ сравнению фотонейтронные реакции П0 с неупругим рассеянием электронов имеют то преимущество, что при фотовозбуждении ядер вклады других резонансов, кроме ИВГКР, должны быть или запрещены (ИВГМР), или сильно подавлены (L > 2). Тем не менее, прямое наблюдение ИВГКР в фотопоглощении или реакции подхвата является довольно трудным из-за небольшого сечения возбуждения Е2.

Реакции радиационного захвата (n, γ) были использованы для изучения изовекторного возбуждения *E*2-силы в ядрах ²⁰⁹Pb, ⁹⁰Y и ⁴¹Ca. В этих экспериментах данные позволяют достаточно надежно определять энергетическое положение резонанса, по крайней мере, если можно предположить распределение силы типа Брейта-Вигнера. Полученные параметры для ширины и силы – более неопределенные. Результаты этих экспериментов для *E*_x суммированы в табл. 4.6. Реакции (ү, n) были применены для исследования силы ИВГКР в ядрах ^{nat}Pb, ^{nat}Cd и ⁴⁰Ca. В этом случае единственный параметр, который может определяться с некоторым доверием, возбуждения. является энергия Результаты также суммированы (см. табл. 4.6). Оба типа фотоядерных реакций давали результаты, которые находятся в достаточно хорошем согласии с результатами, полученными из экспериментов по рассеянию электронов.

Таблица 4.6

полученные из реакции с фотонами [/2]					
Реакции	⁴⁰ Ca	⁹⁰ Y	¹¹⁴ Cd	²⁰⁸ Pb	
(γ, n)	30	—	26,5	23,5	
(n, γ)	32,5±1,5	26±1	_	22	

Энергии возбуждения ИВГКР, МэВ, полученные из реакций с фотонами [72]

4.3. Возбуждение электронами ГМР в ядрах ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn

Интересным указанием является то, что часть или вся сила E2, наблюдаемая в данных по (e, e')-рассеянию, в которых E0 и возбуждение E2 неразличимы, могла фактически являться следствием возбуждения ИВГМР. Как показано на рис. 4.13, энергии наблюдаемого возбуждения очень близки к области, где наблюдается ИВГМР (выделенная область). Также наблюдаемое возбуждение может быть легко объяснено как смешивание E2- и E0-возбуждений. Тем не менее, это не объясняет результаты фотоядерных реакций, для которых запрещено возбуждение ИВГМР. Эти реакции дают энергию возбуждения, которая находится в хорошем согласии с результатами (e, e')-экспериментов.

В заключение обсуждения результатов для ИВГМР в обзоре [72] сказано, что для их однозначной идентификации необходимо иметь больше данных, полученных различными методами.

ЕЗ-возбуждение BO всем исследуемом интервале исчерпывает около 20% общего ЭВПС, причем половина этой исчерпывается низколежащими величины состояниями. Относительно ЕЗ-возбуждения В области возбуждения гигантских резонансов имеется очень мало сведений, хотя в [67] экспериментальных приведены положения двух пиков октупольного гигантского резонанса (ОГР) при энергиях $E_x A^{1/3}$, равных 50 и 105 МэВ и полученных на основе этих экспериментальных данных. В работе Семенко [69] в приближении хаотических фаз (ПХФ) теоретически рассчитаны положения изоскалярного и изовекторного ОГР $E_{\rm x} A^{1/3} (\Delta T = 0) = 70...80 \text{ M}_{\rm B}$ соответственно: $E_{\rm x}A^{1/3}(\Delta T=1)=135...158$ МэВ (см. табл. 4.5). Эти значения сильно отличаются от существующих экспериментальных ланных.

Для ядра ⁶⁴Zn получено положение двух пиков ОГР (*E*3) при $E_x A^{1/3} = (67,6\pm2,0)$ и (85,2±14,4) МэВ. Им соответствуют значения энергий возбуждения в ядре ⁶⁴Zn $E_x = (16,9\pm0,5)$ и (21,3±3,6) МэВ. Если считать эти пики изоскалярной и изовекторной частями ОГР, то они исчерпывают 10 и 12% соответствующего ЭВПС. Наши данные близки к расчетному значению $E_x A^{1/3} (\Delta T = 0) = 70...80$ МэВ из работы [73], которое определяет положение изоскалярного ОГР. Основываясь на

этом, можно предположить, что эти оба пика являются двумя частями изоскалярного ОГР, но не ясно, чем может быть вызвано наличие двух пиков для этого резонанса.

Из теоретического изучения в рамках ПХФ [73] вытекает, что в области гигантского квадрупольного резонанса может возбуждаться некоторая часть гигантского гексадекапольного резонанса, а в области возбуждения *E*3-резонанса должна проявляться часть *E*5-резонанса. Это следует также из простой оболочечной модели [74], согласно которой

 $E_x (M \ni B) = [41n - (-)^{\Delta T} 22] A^{-1/3},$ (4.9) где n – число ћо-возбуждений каждого резонанса. В этом выражении должно выполняться условие сохранения четности: $(-)^n = (-)^L$ при $0 < n \le L.$

Энергия нуклона при возбуждении может увеличиваться на $L\hbar\omega$, т. е. нуклон может перейти через L главных оболочек, число которых может быть только четным или нечетным. Так для E2-резонанса n = 2, для E4 проявляются резонансы с n = 2и 4. Таким же образом для E3- и E5-возбуждений проявляются нечетные значения n.

Из формулы (4.9), полученной на основе оболочечной модели [74], следуют два значения энергий возбуждения ЕЗрезонанса при E_x ($\Delta T = 1$, 1 ћ ω) = 15,75 МэВ ($E_x A^{1/3} = 63$ МэВ) $E_{\rm x} (\Delta T = 0, 3 \, {\rm h}\omega) = 25,25 \, {\rm M}3{\rm B} \quad (E_{\rm x} A^{1/3} = 101 \, {\rm M}3{\rm B}).$ И Эти значения, как и значения из работы [67], близки к нашим экспериментальным данным. Следует отметить, что в [69] изоскалярный ЕЗ-резонанс расположен ПО энергии возбуждения ниже изовекторного, в то время как из [74] следует, что часть изовекторного ЕЗ-резонанса расположена по энергии возбуждения ниже некоторой части изоскалярного ЕЗ-резонанса. Таким образом, в этих двух теоретических работах противоречиво определяют положение ЕЗ-резонанса с различными значениями изоспина.

Для исследования основных характеристик ОГР и гигантских резонансов с более высокой мультипольностью необходимы дополнительные эксперименты как на ядре ⁶⁴Zn, так и на других ядрах.

Для исследования МГР в ядре ¹²⁴Sn на линейном ускорителе ЛУЭ-300 измерено 10 энергетических спектров рассеянных электронов в интервале углов рассеяния 30...74°

при значениях начальной энергии 150 и 225 МэВ в области энергий возбуждения 0...80 МэВ. Измерения проведены с помощью многоканального детектора [75]. Так же, как и для ядра ⁶⁴Zn, выбирались относительно малые углы рассеяния, для того чтобы в дифференциальном сечении рассеяния доминировали продольные вклады.

Подгонка теоретических формфакторов к экспериментальным данным позволила построить зависимость приведенных вероятностей переходов $B(EL\uparrow)$ от энергии возбуждения E_x для резонансов с различными мультипольностями *L*. Величина $B(EL\uparrow)$ определялась для моделей Хелма [76] и высокоэнергетического приближения (ВЭП) [77].

Приведенные вероятности переходов выше порога вылета нуклона (более 8 МэВ) представлены в виде набора из двух или трех кривых Гаусса со свободными параметрами E_x , Γ_x и $B(EL\uparrow)$, подогнанных по методу наименьших квадратов к экспериментальным точкам. Такая подгонка позволила с неплохой точностью определить энергетическое положение E_x , ширины на полувысоте Γ_x , приведенные вероятности переходов $B(EL\uparrow)$, а также исчерпывание соответствующих ЭВПС для МГР. Усредненное значение этих величин было получено из подгонки моделей Хелма и ВЭП.

После подгонки трех кривых Гаусса к приведенным вероятностям переходов для *E*2-резонанса в ядре ¹²⁴Sn было обнаружено дополнительное сечение в районе энергии возбуждения около 20 МэВ. Для определения величины этого сечения ко всему диапазону приведенных вероятностей переходов $B(E2\uparrow)$ в диапазоне энергий возбуждения 10...30 МэВ была проведена подгонка четырех кривых Гаусса [49]. Получены четыре резонанса при энергиях возбуждения (11,7±0,5); (16,4±0,8); (19,8±0,7); (24,9±0,2) МэВ. Таким образом, при энергии (19,8±0,7) МэВ наблюдается еще один пик, полученный при подгонке четырех кривых Гаусса [49].

Положение изоскалярного ГКР хорошо известно и описывается выражением 63 A^{-1/3}, полученным из большого количества экспериментальных работ. Ширина ГКР в сферических ядрах составляет в основном (4,5±1,5) МэВ, причем она имеет некоторую тенденцию к уменьшению с

массового Α. увеличением числа Резонанс при $E_x = (11,7\pm0,5)$ МэВ в ядре ¹²⁴Sn был определен как изоскалярный ГКР, который исчерпывает 50% изоскалярного сумм. Этот резонанс хорошо совпадает правила с систематикой экспериментальных данных для изоскалярного ГКР как по энергетическому положению, так и по ширине.

ИВГКР, как уже говорилось выше, изучен значительно Средняя $E2(\Delta T = 0)$ -резонанс. энергия хуже, чем $120...130 A^{-1/3} M_{2}B$, изовекторного резонанса ширина 5...7 МэВ. Этому резонансу соответствует пик при $E_x = (24,9\pm0,2)$ МэВ, который исчерпывает 60% изовекторного ЭВПС и пик при энергии $E_x = (19,8\pm0,7)$ МэВ.

Согласно работе [70] в приближении «случайных фаз» был проведен расчет величины ΔE изоспинового расщепления ИВГКР для ядра ¹²⁴Sn. Это значение равно 5,8 МэВ [70]. Экспериментальное значение равно (5,1±0,9) МэВ [49]. Такое хорошее совпадение экспериментального и теоретического значений ΔE позволяет сделать заключение, что в ядре ¹²⁴Sn мы наблюдаем изоспиновое расщепление ИВГКР. Вместе с данными для ядра ⁶⁴Zn обнаруженное расщепление является первым экспериментальным наблюдением этого явления в ядрах. Расчет согласно работе [71], выполненной позже на основе другого теоретического подхода (см. выше обсуждение для ядра ⁶⁴Zn), дает для ядра ¹²⁴Sn значение $\Delta E = 9,8$ МэB, которое отличается от расчета по формуле работы [70] и от экспериментального значения. Сопоставление расчетов по двум теоретическим подходам величины изоспинового расщепления ГКР показывает, что для более легкого ядра ⁶⁴Zn расчет по формуле работы [71] хорошо согласуется с экспериментальным значением и дает большее значение для 124 Sn. Расчет согласно подходу работы [70] показывает, наоборот, хорошее согласие для 124 Sn и дает меньшее значение для ⁶⁴Zn.

Положение пика ИВГКР при более высокой энергии возбуждения ($E_x = (24,9\pm0,2)$ МэВ) в ядре ¹²⁴Sn, так же, как и для ядра ⁶⁴Zn, хорошо согласуется с другими данными из экспериментов по рассеянию электронов. Это хорошо видно из экспериментальных данных рис. 4.14.

Резонанс при $E_x = (16,4\pm0,8)$ МэВ может иметь природу как E2-, так и E0-возбуждения, поскольку их угловые распределения очень сходны. Этот резонанс был определен как изоскалярный гигантский монопольный резонанс (ИСГМР) [49], так как:

1) данный резонанс исчерпывает (38±12)% изоскалярного ЭВПС для монопольного (E0)-возбуждения, а его положение хорошо согласуется с расчетами данного возбуждения по оболочечной модели [78];

2) если считать, что данный резонанс имеет природу *E*2, то исчерпывание общего правила сумм для *E*2-возбуждения становится больше 120%, кроме того, в этой области по энергии возбуждения теория предсказывает значительно меньшую силу *E*2-возбуждения [79].

На рис. 4.14 для E2(E0)-резонансов: при $E_x = (11,7\pm0,5)$ МэВ, $\Delta T = 0$, L = 2 – изоскалярный квадрупольный резонанс, при $E_x = (16,5\pm1,0)$ МэВ, $\Delta T = 0$, L = 0 – изоскалярный монопольный, два резонанса при $E_x = (19,8\pm0,7)$ МэВ и при $E_x = (24,9\pm0,2)$ МэВ, $\Delta T = 1$, L = 2 – изовекторные квадрупольные резонансы, расщепленные по изоспину.



Рис. 4.14. Зависимость приведенных вероятностей переходов от энергии возбуждения для ядра ¹²⁴Sn (слева – модель Хелма, справа – ВЭП)

Позже в нескольких лабораториях с помощью рассеяния ³Не и альфа-частиц были выполнены эксперименты по исследованию ИСГМР на большом количестве ядер от ²⁴Мg до ²³⁸U. Эти данные были систематизированы в работе [80] и для ядра ¹²⁴Sn приводится несколько значений энергетического

положения от 14,8 до 15,3 МэВ, которые довольно близки к нашему значению $E_x = (16,4\pm0,8)$ МэВ. Это также поддерживает наше заключение [49], что резонанс при энергии $E_x = (16,4\pm0,8)$ МэВ в ядре ¹²⁴Sn является МГР.

4.4. Возбуждение ГМР в ядрах ⁵⁴ Fe и ⁵⁶ Fe

Исследования процесса возбуждения гигантских резонансов в ядрах с помощью неупругого рассеяния электронов позволили накопить большой объем информации об энергетическом положении, ширине и исчерпывании ЭВПС почти для 40 ядер. Однако достаточно подробно изучены и систематизированы гигантские резонансы только в тяжелых ядрах с A > 90, где результаты исследований находятся в хорошем согласии с данными по рассеянию протонов и α-частиц (см., например, [72]). В области средних ядер с $40 \le A \le 90$ результаты исследований с помощью рассеяния различных частиц недостаточно хорошо согласуются друг с другом, и остается нерешенным ряд принципиальных вопросов.

Уже давно в ядрах с $A \le 90$ существует проблема, связанная с изоскалярным ГМР (ИСГМР). Для этих ядер исчерпывание ЭВПС было много меньше 100%. В последнее время с помощью рассеяния α-частиц получены данные [81], которые показывают, что распределение силы ИСГМР в некоторых ядрах с А ≤ 90 имеет высокоэнергетический «хвост», который протягивается до энергии возбуждения 35 МэВ. Учет этого «хвоста» приближает исчерпывание ЭВПС к 100% уже для 90 Zr. Для ядер с меньшими значениями A (28 Si, 40 Ca и 58 Ni) было найдено, что распределение силы ИСГМР только приближается к 60% исчерпывания ЭВПС. В настоящее время пока не ясно, где может быть расположена остальная часть силы ИСГМР. С точки зрения теории, нет каких-либо очевидных причин, которые предполагали бы, что ИСГМР должен исчезать в легких ядрах. Однако известно, что в легких ядрах силы других резонансов разбросаны по большому диапазону энергий возбуждения. Если такое имеется и для ИСГМР, то это должно вызывать значительные затруднения обнаружения локализации ЕО-силы.

4.4. Возбуждение ГМР в ядрах 54 Fe и 56 Fe

Исследование мультипольных резонансов в области масс A = 60 вызывает также особый интерес из-за обнаружения дополнительного *E*2-резонанса. Отчетливые резонансные возбуждения при 13 МэВ (51 $A^{-1/3}$ МэВ) в ядрах ⁵⁸Ni, ⁶⁰Ni, ⁶⁴Ni были впервые обнаружены [6] в неупругом рассеянии электронов и идентифицированы как *E*2-резонансы [35]. Позже с помощью неупругого рассеяния электронов исследование этого резонанса было проведено для 9 ядер: ^{58, 60}Ni, ⁸⁹Y, ¹⁴⁰Ce, ¹⁴²Nd, ¹⁶⁵Ho, ¹⁸¹Ta, ¹⁹⁷Au и ²⁰⁸Pb (рис. 4.15).



Рис. 4.15. Сила состояния при энергии возбуждения 53 *A*^{-1/3} МэВ в ядрах между ⁵⁸Ni и ²⁰⁸Pb, выраженная в единицах изовекторных правил сумм. Крестиком показано вычисление Halbert et al. [83], нормированное к силе, найденной экспериментально для изоскалярного *E*2 в ²⁰⁸Pb (92% ЭВПС). Приведены
экспериментальные точки для ^{58,60}Ni, ⁸⁹Y, ¹⁴⁰Ce, ¹⁴²Nd, ¹⁶⁵Ho, ¹⁸¹Ta, ¹⁹⁷Au и ²⁰⁸Pb. Для ¹⁸¹Ta дано среднее значение из двух работ, а для ²⁰⁸Pb – из четырех. Для трех самых легких ядер может быть дан только верхний предел *E*2-силы. Рисунок взят из работы [82], где приведены ссылки на экспериментальные работы

Обнаруженный резонанс расположен при более низкой энергии возбуждения, чем изоскалярный E2-резонанс (63 $A^{-1/3}$ МэВ). Кроме того, зависимость исчерпывания ЭВПС от A у этого резонанса отличается от аналогичной зависимости для основного изоскалярного E2-резонанса [42, 82]. Сила возбуждения дополнительного E2-резонанса сильно уменьшается с уменьшением атомного веса A и почти исчезает для ядра ⁵⁸Ni. Авторы работ [42, 82] провели анализ этой

ситуации и сделали вывод, что этот резонанс является дополнительной ветвью изовекторного квадрупольного резонанса и возможно его проявление связано с влиянием нейтронного избытка в ядре. Самым легким ядром, для которого наблюдался этот резонанс, является ⁵⁸Ni. При более низких значениях *A* этот резонанс не наблюдался.

проведены исследования возбуждения Были ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe [45, 46] с электрических ГМР в ядрах использованием многоканального детектора [75] и системы энергетического сжатия пучка электронов [84]. Эти ядра находятся в той области масс ядер А, где проявление ИСГМР отличается от наблюдаемого для ядер с A > 90, и дополнительный Е2-резонанс почти исчезает. Исследование ИСГМР и обнаружение дополнительного *E2*-резонанса в ядрах железа позволит отодвинуть границу наблюдения этих резонансов к более легким А и возможно даст новую информацию об особенностях ИХ проявления. Дополнительным стимулом к выбору ядер железа было то, что, несмотря на их распространенность, даже возбуждение электрического ГДР в них практически не изучено [85]. Так в работе [86], посвященной исследованию ГДР с помощью фотоядерных реакций в ядрах ^{54, 56} Fe и ^{58, 60} Ni, было отмечено, что к настоящему времени количество опубликованных данных по фоторасщеплению ядер ^{54, 56}Fe весьма мало. Для изотопа ⁵⁴ Fe имеется информация в одной работе о сечениях двух реакций (γ , *n*) и (γ , *p*), а для ядра ⁵⁶Fe опубликовано в одной работе лишь сечение реакции (γ , p)+(γ , pn). В работе [86] дана оценка сечений реакций: (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) и $(\gamma, 2n)$ на ядрах ^{54, 56} Fe и ^{58, 60} Ni. Точность оценки сечений этих реакций составляет 15...20%.

С помощью неупругого рассеяния электронов ядра ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe практически не исследовались. В литературе имеется только одна работа [87], где представлены предварительные результаты подобных исследований и только для ядра ⁵⁶Fe. В эксперименте по исследованию ГМР в ядрах ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe на ускорителе ЛУЭ-300 [45, 46], по сравнению с работой [87], был увеличен диапазон энергий возбуждения так, чтобы перекрыть область квазиупругого (КУ) пика. Это позволило более корректно учесть влияние КУ-процессов. Область

4.4. Возбуждение ГМР в ядрах ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe

переданных импульсов была расширена до 1,7 фм⁻¹, что дало возможность исследовать резонансы вплоть до Е5. Была применена методика анализа спектров рассеянных электронов с разбиением спектра на полосы («полосковая» методика) и последующим их анализом вместо выделения отдельного пика в первичном спектре, как это было сделано в работе [87]. Преимущество «полосковой» методики по сравнению с подгонкой отдельного пика состоит в том, что можно исследовать вклады различных мультиполей при одной и той же энергии возбуждения. Это преимущество можно хорошо видеть в работе [88], где «полосковая» методика была впервые применена для обработки спектров неупругого рассеяния электронов в области энергий возбуждения дискретных уровней. В работе [88] было проведено исследование возбуждения дискретных уровней ядер ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe в (e, e')реакции при энергии возбуждения до 8 МэВ в диапазоне переданных импульсов 0,6...1,7 фм⁻¹. «Полосковая» методика позволила на фоне сильно возбуждаемых уровней обнаружить вклады дополнительных, более слабых, уровней, которые раньше не наблюдались в (e, e')-экспериментах, и определить их спины и четности. При обработке экспериментальных данных были получены сведения о приведенной вероятности и мультипольности переходов для 12 низкорасположенных состояний ядра ⁵⁴Fe и 10 состояний ядра ⁵⁶Fe. Пять уровней в ⁵⁴Fe и три уровня в ядре ⁵⁶Fe были впервые ядре идентифицированы в (е, е')-реакции. Информация о двух из них отсутствует в современной базе данных по дискретным уровням. Для изучения влияния методики разбиения на полосы и получения конечных результатов мультипольного анализа в области энергий возбуждения гигантских резонансов мы провели обработку первичных экспериментальных данных работы [87] с использованием этой методики и сравнили их с результатами, полученными в работе [87].

Для исследования гигантских резонансов в ядрах ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe [45, 46] для каждого ядра было измерено по восемь спектров при начальной энергии электронов $E_e = 225$ МэВ для углов θ от 40 до 75° через 5°. В области энергий возбуждения гигантских резонансов (до 40 МэВ) измерения велись непрерывно, а в области КУ-рассеяния (с 40 до ~ 150 МэВ) –

сериями шириной ~ 3 МэВ с пропусками такой же ширины.

При исследовании гигантских резонансов существенную роль играет учет КУ-процессов, вклад которых в спектре рассеянных электронов зависит от переданной энергии и составляет десятки процентов. Вопрос 0 корректном разделении на КУ- и резонансное сечения остается открытым до сих пор. Даже энергетическое поведение зависимости КУсечения при энергиях, меньших энергии максимума КУ-пика, неизвестно. В различных работах авторы применяют разные полуэмперические методы выделения для гигантских резонансов на фоне КУ-подложки. Для оценки влияния этой процедуры на получаемый результат мы проводили обработку, используя две различные формы энергетической зависимости КУ-подложки.

В первом случае при обработке полученных нами спектров КУ-пик аппроксимировался функцией Гаусса и подгонялся по методу наименьших квадратов к экспериментальным данным в области энергий возбуждения равных и выше положения максимума КУ-пика для каждого спектра. На рис. 4.16 эта подгонка функции Гаусса показана сплошной линией. Дополнительным условием было равенство функции Гаусса нулю с точностью до экспериментальных ошибок в пороге КУ-рассеяния. При таком подходе удается хорошо описать энергетическую зависимость сечения начиная с энергий КУ-максимума (~ 50...60 МэВ) и до конца спектра (~ 150 МэВ).

Во втором случае (см. рис. 4.16, штриховая линия) КУподложка аппроксимировалась прямой линией, исходящей из начала координат и пересекающей измеренный спектр при энергии максимума КУ-сечения. Такую линейную зависимость имеет КУ-сечение, рассчитанное по модели ферми-газа [89]. Использовать саму модель не представляется возможным, поскольку она очень плохо согласуется с экспериментальными результатами по абсолютной величине.

На рис. 4.16 показан квадрат формфактора F^2 рассеяния электронов с энергией 225 МэВ под углом $\theta = 50^0$ в зависимости от энергии возбуждения ядра є (F^2 – отношение измеренного сечения рассеяния электронов к расчетному сечению рассеяния на точечном ядре – моттовскому сечению).

Пример энергетической зависимости КУ-сечения в обоих случаях показан также на рисунке. Далее КУ-пик вычитался из экспериментальных данных; полученные спектры разбивались на полосы, и формфакторы каждой полосы подвергались процедуре мультипольного анализа.





Помимо этого для более точной идентификации дипольной силы нами было привлечено к обработке сечение фоторасщепления [86]. Его величина пересчитывалась по формулам работы [19] в электрический кулоновский формфактор при малых переданных импульсах.

При обработке экспериментальных данных работы [87] была проведена подгонка резонансов с мультипольностью E1-E5. Это соответствует диапазону переданных импульсов, в котором были проведены измерения в эксперименте. В данном случае у нас не было возможности аккуратно учесть КУ-пик, так как экспериментальные спектры были измерены в недостаточно широком интервале по энергии возбуждения. Поэтому обработка была проделана двумя следующими способами. В первом случае КУ-подложка под гигантскими

резонансами бралась в том виде, как ее взяли авторы работы [87] – подложка постоянна и не зависит от энергии возбуждения для каждого конкретного спектра. Однако такой подход дает неправдоподобный результат при малых переданных энергиях. Получается, что у порога (~ 10 МэВ), где КУ-пик должен стремиться к нулю, его величина остается все еще очень большой и составляет 90% и более от всего сечения. Поэтому во втором случае мы взяли КУ-подложку в виде наклонной прямой, которая исчерпывает все сечение в максимуме КУ и равна нулю возле порога. Это дает возможность сравнить влияние формы КУ-подложки на получаемый результат.

На рис. 4.17-4.19 представлены полученные приведенные вероятности переходов $B(E\lambda)$ для каждой мультипольности λ . В табл. 4.7 и 4.8 проведены сравнения полученных нами результатов между собой и с известными к настоящему времени данными. Определение энергии возбуждения, вероятности приведенной И ширины полувысоте на отдельного резонанса в нашей работе осуществлялось путем подгонки функций Гаусса к экспериментальным данным по наименьших квадратов. ЭВПС бралось методу ДЛЯ изовекторных переходов в случае Е1 И сумма для изоскалярных изовекторных переходов И с другими мультипольностями.

Проведенная обработка экспериментальных данных работы [87] дает большее число резонансов, чем получено в работе [87]. Это видно из табл. 4.7.

В распределении силы Е1-резонанса наблюдаются один небольшой пик при энергии ~ 10 МэВ и второй широкий пик с максимумом в области 16 МэВ. Широкий пик резко нарастает при малых энергиях и плавно спадает при больших. Это говорит о том, что он состоит, по крайней мере, из двух пиков разной величины или ширины на полувысоте. Поэтому при двумя подгонке ΜЫ аппроксимировали широкий пик функциями Гаусса. Оба способа учета сечения КУ-рассеяния электронов дают некоторую концентрацию Е1-силы в области энергий возбуждения выше 30 МэВ. В случае постоянной она даже сформировалась в пик. подложки Однако существование резонанса такой силы в этой области энергий

4 4	Возбужление	гмр	R	алпах	⁵⁴ Бе и	⁵⁶ Fe
4.4.	возоуждение		в	ядрах	геи	ге

крайне сомнительно. Это привело бы к существованию второго, равного по величине первому ($E_{pe3} \sim 16...20 \text{ МэВ}$), максимума в сечении фоторасщепления. А такое не наблюдается не только для ⁵⁶Fe, но и для всех близлежащих ядер (см., например, работу [85]).

Таблица 4.7

Ελ	$E_{\text{рез}}, MэB$	ΔE , M \ni B	$B(E\lambda), \phi M^{2\lambda} \cdot e^2$	ЭВПС, %
1	2	3	4	5
<i>E</i> 1	10,1±0,1	0,9±0,1	2,96±0,39	14 ± 2^{1}
	11,3±0,5	$1,4\pm0,6$	0,73±0,24	$4\pm 1^{(2)}$
	10,3±0,3	$0,2\pm0,1$	0,05±0,03	<13)
	10,3±0,3	$0,2\pm0,1$	0,05±0,03	<14)
	16,3±0,1	3,2±0,2	3,2±0,2	93 ± 6^{1}
	16,0±0,2	1,6±0,2	$1,6\pm0,2$	21 ± 4^{2}
	14,6±0,3	1,3±0,2	$1,3\pm0,2$	$7\pm1^{3)}$
	15,0±0,4	1,5±0,3	1,5±0,3	$7\pm3^{4)}$
	23,9±0,3	4,0±0,5	9,55±0,59	110 ± 7^{1}
	19,8±0,3	4,0±0,1	9,61±0,52	92 ± 6^{2}
	18,3±0,1	2,3±0,1	6,71±0,36	$59\pm3^{(3)}$
	$18,2\pm0,1$	$2,5\pm0,1$	6,68±0,36	$59\pm 3^{4,5}$
	19,0±,05			5)
				$217\pm9^{1,6}$
				$117\pm7^{2,6}$
			—	$66\pm 3^{3,6)}$
				66±4 ^{4,6)}
<i>E</i> 2	1-8		917±42	13 ± 1^{3}
или <i>E</i> 0			892±42	13±1 ⁴⁾
	9,5±0,1	$0,7\pm0,1$	137±23	$4\pm1^{(3)}$
	9,5±0,1	$0,7\pm0,1$	130±41	4 ± 1^{4}
	13,0±0,3	1,5±0,6	312±6	13 ± 3^{1}
	13,1±0,1	$1,0\pm0,1$	92±5	$4\pm 1^{(2)}$
	13,0±0,9	$2,5\pm0,2$	642±59	27 ± 3^{3}
	11,9±0,9	1,5±0,6	205±93	8±34
	17,3±0,1	$2,5\pm0,1$	510±12	28 ± 1^{1}
	16,9±0,1	2,4±0,3	266±6	14 ± 3^{2}
	17,9±0,2	$2,4\pm0,2$	343±41	20 ± 2^{3}
	15,6±1,2	$2,6\pm0,7$	401±181	20 ± 9^{4}
	16,1±0,5		672	343)

Параметры гигантского резонанса в $^{56}\mathrm{Fe}$

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

1	2	3	4	5
	23,8±0,4	3,7±0,3	192±15	15 ± 1^{2}
	27,7±0,3	4,3±0,4	121±10	11 ± 1^{1}
	25,0±0,3	$6,0\pm0,5$	1004±23	$80\pm 2^{3)}$
	22,8±0,5	7,7±0,3	1099±62	$73\pm 4^{4)}$
	32,0±0,5			5)
				$56\pm 3^{2,6)}$
				$29\pm3^{1,6)}$
				$144\pm 4^{3,6)}$
				$118 \pm 10^{4)}$
	4-9		32463±898	$10\pm1^{3)}$
E3		_	31488±898	$10\pm1^{4)}$
	13,3±0,5	_		5)
	35,8±0,9	4,7±0,9	4157±694	$8\pm1^{3)}$
	38,2±0,6	$6,4\pm0,9$	9601±1069	19±24)
E5	12,4±0,3	3,8±0,5	(33±3)106	$5\pm 1^{3)}$
	11,5±0,4	3,7±0,6	(26±3)106	$4\pm1^{4)}$

^{1, 2} Наша обработка данных работы [87]. ¹ КУ-подложка в виде наклонной прямой, которая исчерпывает все сечение в максимуме КУ-пика и равна нулю в пороге. ²КУ-подложка учтена как и в [87]. ^{3, 4}Данные нашего эксперимента. ³КУ-подложка в виде функции

Гаусса; ⁴ КУ-подложка – прямая линия, пересекающая измеренный спектр в максимуме КУ-сечения.

⁵ Данные работы [87]. ⁶ Сумма ЭВПС для резонансов этой *Ε*λ.

Кроме того, и без учета этой силы исчерпывается более 100% ЭВПС для изовекторных Е1-переходов. Существование этой Е1-силы, скорее всего, говорит о все еще недостаточно корректном вычитании КУ-подложки, которая при больших энергиях возбуждения становится доминирующей.

В распределении *E2*(*E0*)-силы четко выражены два сильно перекрывающихся пика и один очень слабый – при больших энергиях возбуждения. Величина всех пиков сильно зависит от формы КУ-подложки. Следует отметить, что в нашей обработке самый низкоэнергетический пик определен как Е2резонанс, а авторы работы [87] идентифицировали его как ЕЗрезонанс.

Энергетическое положение E2(E0)-резонанса при самой большой энергии в нашей обработке получилось несколько ниже, чем в работе [87]. На такое поведение его положения оказывает влияние другой вид КУ-подложки, используемой нами. Кроме того, в работе [87] в этот резонанс входило и

4.4. Возбуждение ГМР в ядрах ⁵⁴ Fe и ⁵⁶ Fe

сечение выше 30 МэВ, которое при нашей обработке проявилось как *E*1-возбуждение, что привело к сдвигу положения пика в большие энергии.



Рис. 4.17. Приведенные вероятности переходов *B*(*E*λ) ядра ⁵⁶Fe, полученные из данных работы [87]. Для левой части рисунка КУ-подложка учтена, как в [87], для правой – подложка в виде наклонной прямой, которая исчерпывает все сечение в максимуме КУ-пика и равна нулю в пороге

Анализ величины исчерпывания ЭВПС показывает, что в полученных результатах существует систематическая ошибка. Это проявляется в том, что *E*1 изовекторные переходы исчерпывают более 100% ЭВПС, а *E*2-переходы очень слабые. Этот вывод не может поколебать ни изменение формы КУподложки, ни учет вклада низкоэнергетических *E*2-переходов, неизмеренных в [87]. Скорее всего, в спектрах, приведенных в [87], есть существенный вклад фона, несвязанного с КУподложкой.

Из табл. 4.7 и рис. 4.17 видно, что энергия возбуждения и приведенная вероятность самого низкоэнергетического резонанса зависят от выбора формы КУ-подложки. Однако в обоих крайних случаях, когда КУ-подложка вблизи 10 МэВ максимальна (постоянная подложка) и равна нулю (линейно спадающая в область малых энергий подложка) – этот резонанс существует. Существует сильная зависимость энергии возбуждения от вклада КУ-процессов также для самого высокоэнергетического резонанса.

Обработка результатов нашего эксперимента была проведена с использованием двух различных форм энергетической зависимости КУ-подложки, которые показаны на рис. 4.16. Данные для ядра ⁵⁶Fe приведены в табл. 4.7 и на рис. 4.18.

На величину и форму полученных нами *E*1-переходов для ⁵⁶Fe сильно влияет фотосечение. Надо отметить, что использованное нами фотосечение из работы [86] является расчетным, поскольку экспериментальные данные для ⁵⁶Fe полностью отсутствуют. При подгонке мы использовали три функции Гаусса, чтобы можно было провести сравнение с результатами обработки данных [87].

Как видно из табл. 4.7, различия в энергии возбуждения составляют 1...2 МэВ, а приведенные вероятности различаются в несколько раз. Особенно большие разногласия получены для самого низкоэнергетического резонанса. Это связано не столько с проведенными нами измерениями, сколько с использовавшимся фотосечением, которое при энергиях 10...11 МэВ практически равно нулю.



Рис. 4.18. Приведенные вероятности переходов *B*(*E*λ) для ядра ⁵⁶Fe из нашего эксперимента. Для левой части рисунка КУ-пик аппроксимировался функцией Гаусса, а для правой части – прямой линией, пересекающей измеренный спектр в максимуме КУ-сечения



Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

Рис. 4.19. Приведенные вероятности переходов *B*(*E*λ) для ядра ⁵⁴Fe из нашего эксперимента. Для левой части рисунка КУ-пик аппроксимировался функцией Гаусса, а для правой части – прямой линией, пересекающей измеренный спектр в максимуме КУ-сечения

В распределении Е2-силы были выделены четыре резонанса. Самый низкоэнергетический резонанс не проявился при обработке данных работы [87], так как в этой области энергий возбуждения не было проведено необходимых измерений. Полученная достаточно большая вероятность этого резонанса сильно зависит от величины Е1 фотонного сечения. Дополнительно проведенные пробные подгонки показали, что незначительное увеличение Е1 фотонного сечения в этой области энергий приводит к существенному возрастанию самого низкоэнергетического резонанса В *E*1-силе И Е2-резонанса. ослаблению аналогичного Существенное различие в B(E2) получено для самого высокоэнергетического резонанса, что является отражением влияния КУ-подложки.

В наших измерениях проявляется E3-резонанс при энергии 35,8 МэВ, соответствующей 3ħ ω ветви E3-резонанса. В результатах, приведенных в [87], этот резонанс, по-видимому, сливается с самым высокоэнергетическим E2-резонансом и интерпретируется как один E2-резонанс из-за недостатков методики обработки. В проведенной нами обработке данных работы [87] этот резонанс тоже не проявляется. Однако существует аномально большая сила E1-переходов в этой области энергий возбуждений. Очевидно, причиной является прибавление части E3-силы в E1 из-за невозможности корректного вычитания КУ-подложки для данных работы [87].

Результаты, полученные для ⁵⁴Fe (см. табл. 4.8 и рис. 4.19), очень похожи на результаты для ⁵⁶Fe. Дополнительно в ⁵⁴Fe проявился *E*3-резонанс при энергии ~ 20 МэВ, соответствующий 1ħ ω ветви изовекторного *E*3-резонанса.

Сравнение полученных данных для обоих изотопов железа с поведением расположения существующих экспериментальных данных для других ядер показывает, что положение основного пика *E*1-резонанса при энергиях возбуждения 18,3 МэВ для ⁵⁶Fe и 19,2 МэВ для ⁵⁴Fe хорошо совпадают со значениями 18,5 и 18,9 МэВ, соответственно полученными из выражения: $E_{pe3} = 31,2 A^{-1/3} + 20,6 A^{-1/6}$ [50].

Параметры гигантского резонанса в ⁵⁴ Fe				
Ελ	<i>Е</i> _{рез} , МЭВ	ΔE , МЭВ	$B(E\lambda), $ φ $M^{2\lambda} e^2$	ЭВПС, %
<i>E</i> 1	15,0±1,3	1,4±0,2	0,79±0,17	6±1 ¹⁾
	15,0±0,9	1,4±0,2	0,81±0,17	$6\pm 1^{2)}$
	19,2±0,1	2,4±0,1	10,0±0,2	96 ± 2^{1}
	19,2±0,1	2,4±0,1	10,0±0,2	$96\pm 2^{2)}$
				$112\pm 2^{1,3)}$
				$112\pm 2^{2,3)}$
<i>E</i> 2	1-8		1742±43	26 ± 1^{1}
			1707±43	26 ± 1^{2}
	9,7±0,1	0,7±0,1	175±25	$6\pm1^{1)}$
	9,7±0,1	0,7±0,1	151±19	5 ± 1^{2}
	13,4±0,2	2,4±0,2	764±89	35±4 ¹⁾
	13,8±0,2	2,7±0,2	859±66	41 ± 3^{2}
	17,5±0,2	1,3±0,2	175±54	$10\pm3^{1)}$
	17,9±0,2	1,1±0,2	126±43	8±3 ²⁾
	23,9±0,3	6,8±0,2	1459±60	119 ± 5^{1}
	25,4±0,4	6,2±0,3	1016±50	88 ± 5^{2}
				$196\pm7^{1,3}$
				$168\pm7^{2,3}$
E3	4-9		30082±605	12 ± 1^{1}
			28765±605	11 ± 1^{2}
	20,3±0,1	0,6±0,2	1480±341	2 ± 1^{1}
	20,2±0,1	0,6±0,1	1529±323	2 ± 1^{2}
	36,2±0,5	4,7±0,6	6628±670	14 ± 1^{1}
	38,3±0,4	5,3±0,5	10871±802	25 ± 2^{2}
<i>E</i> 5	12,4±0,5	2,0±0,4	$(12\pm2)10^{6}$	2 ± 1^{1}
	12,6±0,4	2,1±0,5	$(12\pm2)10^{6}$	3 ± 1^{2}

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

Таблица 4.8

КУ-подложка в виде функции Гаусса.

² КУ-подложка – прямая линия, пересекающая измеренный спектр в максимуме КУ-сечения.

³ Сумма ЭВПС для резонансов этой *Е*λ.

Наблюдаемые вторые пики при ~15 МэВ вызваны, повидимому, изоспиновым расщеплением дипольного резонанса и соответствуют компоненту с изоспином $T_{<} = T_0$, а пики при более высокой энергии соответствуют компоненту с изоспином $T_{>} = T_0+1$, где T_0 – изоспин ядра в основном состоянии. Данные для ⁵⁶Fe хорошо согласуются с расчетным

значением величины энергетического расщепления по изоспину $\Delta E = 3,2$ МэВ (эксперимент дает $\Delta E = (3,2\pm0,4)$ и (3,7±0,3) МэВ при обработке данных с различными формами КУ-пика). Отношение сечений показывает худшее согласие расчетного значения $\sigma_{>}/\sigma_{<} = 0,36$ с экспериментальным 0,21. В то же время не исключено, что проявляется влияние деформации ядра, которое наблюдается у соседних ядер Cr, Ni и Cu [50]. Для ядра ⁵⁴Fe расчетное значение $\Delta E = 2,2$ МэВ в два раза отличается ОТ экспериментального значения $\Delta E = (4, 2\pm 1, 3)$ M₃B. Это экспериментальное значение получено одинаковым при обработке данных с двумя различными формами КУ-пика.

В ядре ⁵⁶Fe также наблюдается *E*1-резонанс при энергии возбуждения 10 МэВ около порога вылета нуклонов. Проявление такого пика было замечено в ядре ⁵⁸Ni при энергии 12...13 МэВ в [42, 43], и этот пик не наблюдался в фотоядерных реакциях для ядра ⁵⁸Ni. В работе [43] это связывают с пороговыми явлениями. Но пока нет каких-либо теоретических объяснений, чем может быть вызвано появление этого пика. В ядре ⁵⁴Fe такой пик не наблюдается.

Для обоих резонансов (изоскалярного монопольного и квадрупольного E0 и E2) в ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe положение существующих экспериментальных данных для других ядер дает энергетическое положение около 17 МэВ. При этой энергии возбуждения в приведенной вероятности перехода наблюдается резонанс в этих ядрах. Однако существующая трудность разделения монопольного и квадрупольного резонансов в рассеянии электронов не дает возможность различить их и определить соответственно мультипольность. В ядре ⁵⁴Fe сумма ЭВПС для E2-резонанса значительно больше 100%. Возможно это вызвано вкладом E0-резонанса. Такого вклада мы не наблюдаем для ⁵⁶Fe, что может быть вызвано различным влиянием КУ-подложки.

Таким образом, проведенное исследование ГМР в 54 Fe и 56 Fe позволяет сделать ряд общих выводов.

1. Резонанс при энергии ~ 13 МэВ (51 $A^{-1/3}$) является E2переходом (а не E3, как получено в работе [87]) и существует в обоих ядрах. Характер поведения приведенной вероятности для этого резонанса не противоречит выводам работ [42, 82],

что этот резонанс является дополнительной ветвью изовекторного квадрупольного резонанса. Граница проявления этого резонанса передвинута до более низких значений *A*.

2. Вывод о существовании ощутимого вклада *E*0резонанса в приведенную вероятность *E*2-резонанса справедлив только для ⁵⁴Fe. В случае ⁵⁶Fe влияние KУподложки велико и не дает возможности сделать аналогичный вывод.

3. В обоих ядрах ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe сечение исчерпывается в основном *E*1- и *E*2-переходами. Вклад *E*3-переходов очень мал, особенно 1 ћ ω -ветви изовекторного резонанса, а *E*4-переходы вообще отсутствуют. Это сильно отличает их от ближайших исследованных ядер ⁵⁸Ni [42] и ⁶⁵Cu [90].

4. В обоих ядрах обнаружен небольшой вклад *E*5-силы в области энергий возбуждения 10...15 МэВ.

4.5. Обсуждение результатов возбуждения ГМР в ядрах ⁶⁴Zn, ¹²⁴Sn, ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe

После опубликования данных на ядрах ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn было издано несколько обзоров экспериментальных данных по исследованию ГМР. В этих обзорах составлены средние характеристики гигантских резонансов из анализа данных, полученных с помощью различных экспериментальных методов. В обсуждении наших результатов будем проводить сравнения в основном с двумя обзорами, которые наиболее часто цитируются в литературе. В обзоре [91] приведены характеристики шести электрических (ЕО, Е1, Е2, Е3, Е4 – изоскалярных и изовекторных) резонансов, исследованных различными методами. В более позднем обзоре [72] даны обобщенные характеристики энергетического положения и исчерпывания правил сумм для девяти электрических гигантских резонансов. В этом обзоре отмечено, что достаточно надежные данные получены только для четырех резонансов в области тяжелых ядер А > 90 (электрические: монопольный, изовекторный изоскалярный дипольный; изоскалярные: квадрупольный и октупольный 1 ћ ω) и для двух - в области A < 90 (изовекторный дипольный и изоскалярный квадрупольный). Остальные резонансы были измерены, но не достаточно полной информации, имели ИЛИ только наблюдались в отдельных ядрах.

4.5. Обсуждение результатов возбуждения ГМР в ядрах

Наиболее полно исследован дипольный резонанс. В обзоре [72] сказано, что в легких ядрах ($A \le 40$) его сила распределяется по широкой области энергий. Также установлено изоспиновое расщепление, соответствующее $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентам, и подчеркнуто, что в этой связи стоило бы изучить более детально распределение силы ГДР ниже порога испускания частиц, особенно в ядрах около A = 60.

В проведенных исследованиях получены данные о ГДР, хорошо возбуждении которые совпадают по энергетическому положению с существующей систематикой экспериментальных данных для этого резонанса. Также получены данные о проявлении изоспинового расщепления. Определены величина расщепления, отношения сил возбуждения компонентов ГДР с $T_{<}$ и $T_{>}$. Для ядра ⁶⁴Zn наблюдается хорошее совпадение наших данных с расчетами, в то время как для ¹²⁴Sn расчетное отношение изоспиновых компонентов ГДР значительно меньше экспериментального. Данные для ⁵⁶Fe хорошо согласуются с расчетным значением величины энергетического расщепления по изоспину. худшее согласие Отношение же сечений показывает расчетного значения с экспериментальным. Для ядра ³⁴ Fe расчетное значение энергетического расщепления по изоспину в два раза отличается от экспериментального значения. В изотопах железа ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe у порога вылета нуклонов был обнаружен еще один пик дипольного резонанса. Это второй случай наблюдения такого явления в экспериментах по рассеянию электронов. Как подчеркивается в обзоре [72], эту область возбуждения ГДР необходимо исследовать более детально, и информацию можно прямо получить с помощью неупругого рассеяния электронов или с помощью неупругого рассеяния меченых фотонов. В фотоядерных реакциях нельзя получить данные в этой области энергий возбуждения.

Также достаточно хорошо исследован ИСГКР во всей области масс ядер [72, 91]. Полученные нами данные [45–49, 93] хорошо совпадают с общей систематикой. Как отмечено в [72] имеется некоторая информация, что в области A = 40...60 сила ГКР распределена в двух областях энергий возбуждения, одна центрируется при $\approx 63 A^{-1/3}$ МэВ, а другая – на несколько мегаэлектронвольт ниже (51 $A^{-1/3}$ МэВ), но здесь необходима

более обстоятельная информация. Этот квадрупольный резонанс при энергии возбуждения 51 $A^{-1/3}$ МэВ впервые был замечен в работе [6], и определение *E*2-мультипольности было сделано в [35]. Рассматривая экспериментальные данные для *E*2-резонанса в обзоре [72], также отмечается, что для ГКР трудно получить надежную информацию из-за неопределенности формы фона, находящегося в этой области энергий.

В обзоре [72] показано, что изовекторный квадрупольный резонанс исследован только в отдельных ядрах, и необходимы дополнительные исследования этого резонанса. Наиболее надежное доказательство для изовекторной силы Е2 в среднетяжелых и тяжелых ядрах получено из анализа (е, е')экспериментов, в которых наблюдался широкий резонанс над континуумом при энергии возбуждения около 130 A^{-1/3} МэВ. Во всех исследованных нами ядрах были получены сведения о возбуждении изовекторного квадрупольного резонанса, хорошо характеристики которого совпадают С экспериментальными систематиками. Также были получены сведения о том, что при изовекторном возбуждении квадрупольный резонанс в ядрах 64 Zn и 124 Sn расщепляется на два пика. Результаты о расщеплении ИВГКР на два пика являются пока единственным экспериментальным наблюдением этого явления.

Трудность при исследовании монопольного резонанса в рассеянии электронов заключается в том, что угловые поведения ЕО- и Е2-резонансов одинаковы, и различия проявляются только при углах рассеяния, близких к 0°. При исследовании ядра ¹²⁴Sn было обнаружено возбуждение МГР. Определение мультипольности резонанса основано на том, что его положение хорошо согласуется с расчетами данного возбуждения по оболочечной модели, и исчерпывание общего правила сумм, если считать все наблюдаемое возбуждение как Е2-возбуждение, становится больше 120%. Кроме того, в этой энергий возбуждения теория предсказывает области значительно меньшую силу Е2-возбуждения. ИСГМР в основном изучен с помощью неупругого рассеяния ³Не и альфа-частиц при очень малых углах, включая 0°. Для ядер с $A \ge 90$ наблюдается исчерпывание 50...100% ЭВПС. Наше

значение энергетического положения ИСГМР в ядре 124 Sn хорошо совпадает систематикой для этого резонанса, приведенной в работах [72, 80]. Данный резонанс в ядре 124 Sn исчерпывает (38±12)% монопольного ЭВПС.

Энергетическое положение ЕЗ-резонанса дают как теоретические оценки [74], так и экспериментальные систематики [72, 91]. В работе [72] приведены значения возбуждения $E_x A^{1/3}$ МэВ ~ 30 ($\Delta T = 0$, 1ħ ω) энергий И (110...120 МэВ) ($\Delta T = 0$, 3ħ ω), а в работе [91] приведено значение $E_x A^{1/3} = 108,2$ МэВ ($\Delta T = 0$, 3ħ ω). Из теоретической оценки [74] по формуле (4.9) следует, что E3-резонанс находится при энергиях возбуждения $E_x A^{1/3} = 19$ МэВ ($\Delta T = 0$, 1ħω), 101 M₂B ($\Delta T = 0$, 3ħω), 63 M₂B ($\Delta T = 1$, 1ħω), 145 M₂B $(\Delta T = 1, 3\hbar\omega)$. Систематики экспериментальных данных дают энергетическое положение для двух изоскалярных ЕЗрезонансов, а теоретический расчет [74] – для двух изоскалярных и двух изовекторных. Из этого следует, что экспериментальных данных для изовекторных резонансов недостаточно, чтобы можно было провести систематику данных. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений показывает хорошее совпадение для положения ЕЗ $(\Delta T = 0, 3\hbar\omega)$ и значительное расхождение для E3 ($\Delta T = 0$, 1ħω)-резонансов. Наши данные для ⁶⁴Zn имеют значения $E_x A^{1/3} = (66\pm 2)$ и (86±10) МэB, для ⁵⁴Fe – (76,7±0,4) и (141±1,9) МэВ, ⁵⁶Fe – (50,9±1,9) и (141,6±3,4) МэВ. Сопоставляя наши экспериментальные значения с данными из работ [72, 74, 91], можно предположить, что (86±10) МэВ (64 Zn) является ($\Delta T = 0$, 3ħω) резонансом, (141 ± 1.9) M₃B (⁵⁴Fe), (141.6 ± 3.40) M₃B (⁵⁶Fe), по-видимому, могут быть ($\Delta T = 1$, $3\hbar\omega$)-резонансами. Для остальных трех резонансов при $E_x A^{1/3}$ (66±2) МэВ (⁶⁴Zn), (76,7±0.4) МэВ (⁵⁴Fe) и (50,9±1,9) МэВ (⁵⁶Fe) трудно приписать характер перехода, так как нет какого-либо соответствия между нашими данными И экспериментальными систематиками, основывающимися на небольшом объеме данных, и теоретическими предсказаниями. Для определения характера перехода ЭТИХ резонансов необходимы дополнительные экспериментальные исследования на других ядрах.

В обоих изотопах железа наблюдаются по одному *E*5резонансу. В наших данных мы надежно определяем энергетическое положение и мультипольность резонансов, а изоспиновый характер можем определить только путем сравнения с данными других экспериментов или с теоретическими предсказаниями. Для *E*5-резонансов нет данных в экспериментальных систематиках. Полученные нами резонансы для изотопов железа при $E_x A^{1/3} \sim 50$ МэВ могут быть ($\Delta T = 0$, 1h ω)-резонансами, так как это значение более близко к $E_x A^{1/3} = 63$ МэВ из расчета по формуле (4.9) [74] для этого резонанса.

В работе [81], посвященной подведению некоторых итогов исследования электрических гигантских резонансов в холодных ядрах было подчеркнуто, что гигантские резонансы остаются одинаково интересными и многообещающими объектами исследования для теоретиков и для экспериментаторов.

4.6. КУ-рассеяние в области возбуждения ГМР

Результаты исследования гигантских резонансов в ядрах при помощи неупругого рассеяния электронов сильно зависят от формы и величины КУ-подложки в спектрах рассеянных электронов, которая должна быть вычтена до анализа силы и мультипольности гигантских резонансов. Определение мультипольности гигантских резонансов проводится путем анализа зависимости его сечения от переданного импульса. Однако в эксперименте измеряется сумма сечений гигантского резонанса и КУ-подложки под ним; последняя имеет свою собственную зависимость переданного OT импульса. Отделение КУ-подложки проводилось основном R произвольно с применением феноменологических формул с последующей нормировкой к измеренному спектру или вообще «на глаз». Однако для определения мультипольности гигантских резонансов необходимо корректное отделение их сечения от КУ-фона для каждой энергии возбуждения и переданного импульса.

Между тем энергетическая зависимость собственно КУсечения интересна сама по себе как объект проверки различных моделей процесса КУ-рассеяния электронов. До настоящего времени энергетическая и угловая зависимости

КУ-сечения в области энергий гигантских резонансов неизвестны из-за невозможности отделить КУ-часть спектра рассеянных электронов от резонансной. Все проверки различных теоретических моделей КУ-рассеяния проводились при больших энергиях возбуждения, где заведомо отсутствуют какие-либо гигантские резонансы.

В работе [96] было впервые проведено разделение спектра рассеянных электронов на резонансную и КУ-части. Представленный метод основан на так называемой полосковой которая использовалась при исследовании методике. гигантских [97, 98] И резонансов была успешно протестирована нами в области энергий, где КУ-процессы отсутствуют [99]. Новизна разработанного метода состоит в одновременном мультипольном анализе резонансной и КУчастей с их последующим разделением в полученных мультипольных спектрах. В работе [96] мы применили этот метод к исследованию электровозбуждения ядра ⁶⁵Си и получили спектры собственно КУ-рассеяния без гигантских резонансов при начальной энергии электронов $E_0 = 150 \text{ M} \Rightarrow B$ для углов рассеяния $\theta = 39$ и 46°, а также при $E_0 = 225$ МэВ в диапазоне углов $\theta = 34...74^\circ$. Из спектров рассеянных электронов, после поправок на абсолютную и относительную эффективности каналов счетчика, вычислялось неупругое дифференциальное сечение, и к спектрам применялась процедура радиационной расшифровки согласно формулам работы [97]. После радиационной расшифровки упругий пик аппроксимировался функцией Гаусса и вычитался из спектра.

В полученных таким образом спектрах рассеянных электронов диапазон энергий возбуждения делился на полосы по 0,5 МэВ, в которых сечение усреднялось. Дифференциальное сечение рассеяния может быть представлено в виде

$$\left(\frac{d^{2}\sigma}{d\Omega d\omega}\right)_{Heven} = \sigma_{Momm} F^{2}(q',\varepsilon),,$$

где σ_{Momm} – сечение Мотта; $F^2(q',\varepsilon)$ – дифференциальный формфактор; $q' = q(1+3Z\alpha/(2E_0R_0))$ – эффективный переданный 3-импульс; $R_0 = 1,3A^{1/3}$, фм; A – атомный номер

элемента; Z – заряд ядра; $q = (4E_0(E_0-\omega) \sin^2(\theta/2)+\omega^2)^{1/2}$ – переданный 3-импульс, $\omega \square$ переданная энергия, $\varepsilon = \omega - q^2/(2AM)$ – энергия возбуждения, M – масса нуклона.

Далее мультипольный анализ проводился для каждой отдельной полосы. При этом зависимость сечения от переданного импульса для каждой полосы представлялась в виде произведения сечения Мотта на сумму пяти формфакторов различной мультипольности, и осуществлялась процедура подгонки по методу наименьших квадратов:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega}\right)_{HeVND} = \sigma_{Momm} F^2(q',\varepsilon) = \sigma_{Momm} \sum_{\lambda=1}^5 \beta_{\lambda} F_{\lambda}^2.$$

Здесь λ – мультипольность; β_{λ} – коэффициенты подгонки; F_{λ} – формфактор Хелма;

$$F_{\lambda}^{2} = J_{\lambda}^{2} (q'R) \exp\left(-q'^{2} g^{2}\right),$$

где $J_{\lambda}(q'R)$ – функции Бесселя, а R = 4,39 фм и g = 0,82 фм взяты из подгонки формфактора Хелма к экспериментальным данным по упругому рассеянию электронов на ⁶⁵Cu. Феноменологическая модель Хелма была выбрана в связи с тем, что она хорошо описывает зависимости сечения от переданного импульса в случае резонансных процессов в средних ядрах.

В результате обработки измеренных спектров были получены зависимости коэффициентов подгонки β_{λ} от энергии возбуждения ядра для каждой мультипольности λ (рис. 4.20). В области энергий гигантских резонансов коэффициент β_{λ} с точностью до множителя соответствует приведенной вероятности перехода данной мультипольности.

Проведенные исследования [96–98] показали, что резонансные процессы при такой обработке проявляют себя в спектре β_{λ} , как гауссоподобные пики шириной 2...7 МэВ. Положение максимума и площадь под пиком определяют соответственно энергию и вероятность возбуждения резонанса данной мультипольности. В то же время при энергиях возбуждения больше 40...50 МэВ в спектрах рассеянных



4.6. КУ-рассеяние в области возбуждения ГМР

Рис. 4.20. Приведенная вероятность возбуждения различных мультипольностей в ядре ⁶⁵Cu. Штриховые кривые – результат аппроксимации отдельных пиков функцией Гаусса; сплошные кривые – сумма всех гауссианов

Поэтому энергетические спектры приведенных вероятностей при этих энергиях отражают энергетическую зависимость вероятности КУ-процесса. Из анализа рис. 4.20 можно сделать вывод, что при подобной обработке первичных спектров рассеянных электронов их КУ-часть представлена в

спектрах в виде широких гауссоподобных пиков, энергетический максимум которых растет с ростом мультипольности.

Гауссова форма кривой самого высокоэнергетичного пика каждого мультиполя дает нам зависимость КУ-сечения от энергии возбуждения. В то же время зависимость от импульса представлена соответствующими переданного формфакторами Хелма, использовавшимися при мультипольном анализе. Таким образом, для каждой энергии и переданного импульса сечение, переданной соответствующее КУ-процессам, может быть представлено в виде суммы квадратов формфакторов Хелма, умноженных на соответствующую функцию Гаусса:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega}\right)_{KV} = \sum_{\lambda=1}^{5} \frac{\beta_{\lambda}}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\left(\varepsilon - \varepsilon_{\lambda}\right)^2}{2\sigma_{\lambda}^2}\right] F_{\lambda}^2,$$

где β_{λ} – площадь; ϵ_{λ} – положение максимума; σ_{λ} – ширина пика, соответствующего КУ-процессам.

представление Такое дает возможность провести реконструкцию КУ-сечения для первичных спектров. Отсутствие КУ-пика в мультиполе с $\lambda = 2$ не влияет на процедуру восстановления. В этой области энергий сечение, соответствующее КУ-процессам, перераспределилось между мультиполями с $\lambda = 1$ и 3 и сдвинуло их положение в сторону больших и меньших энергий соответственно. На рис. 4.21 показан результат подобной реконструкции. Ошибка для каждой точки восстановленного КУ-спектра вычислялась из ошибок аппроксимации функцией Гаусса широких пиков в спектре β_{λ} . При изложенной процедуре восстановления КУспектров ошибка, полученная для каждой конкретной точки, ширину доверительного интервала показывает ДЛЯ восстановленного сечения. Однако сами точки при этом нельзя рассматривать как статистически независимые.



4.6. КУ-рассеяние в области возбуждения ГМР

Полученные спектры КУ-рассеяния были использованы для определения сдвига максимума КУ-пика относительно кинематики рассеяния на свободном нуклоне при том же

переданном импульсе:

$$\varepsilon_{_{MAKC}} = \frac{g^2}{2A} - \frac{g^2}{2AM} + \varepsilon_0,$$

где $\varepsilon_{макс}$ – положение максимума КУ-пика в спектре энергий возбуждения; ε_0 – сдвиг максимума КУ-пика относительно пика упругого рассеяния на протоне.

Максимум КУ-спектра определялся подгонкой функции Гаусса. С учетом того, что форма спектра сильно отличается от гауссоподобной, при подгонке использовались только точки, расположенные вблизи максимума (~ $\varepsilon_{макс}\pm 0,1 \varepsilon_{макc}$). Положение максимума в спектре и точность определения этого значения указаны на рис. 4.21.

Сравнение сечения, полученного при подгонке функции Гаусса, с энергетическими зависимостями КУ-сечения, использовавшимися ранее при исследовании традиционной методикой, показывает, что в области энергий возбуждения 10...30 МэВ полученное нами сечение существенно меньше. При энергии возбуждения ~ 20 МэВ оно не превышает 10% от суммарного сечения. Уменьшения вклада КУ-сечения может привести к иной импульсной зависимости экспериментального мультипольного формфактора гигантских резонансов, что влияет на определение его мультипольности. Этот эффект существенен при больших переданных импульсах, где вклад КУ-процесов в сечение становится доминирующим. Можно ожидать существенные изменения в полученных ранее результатах исследования структуры гигантских резонансов высокой мультипольности. Результаты для дипольного и, возможно, ГКР, скорее всего, не изменятся.

4.7. Выводы

1. Получены данные об изоспиновом расщепления ГДР. Определены: величина расщепления по энергии, отношения сил возбуждения компонентов ГДР с $T_{<}$ и $T_{>}$. Для ядра ⁶⁴Zn наблюдается хорошее совпадение данных с расчетами, в то время как для ¹²⁴Sn расчетное отношение изоспиновых компонентов ГДР значительно меньше экспериментального. В ядре ⁵⁶Fe был обнаружен еще один пик дипольного резонанса у порога вылета нуклонов.

2. Исследован ГКР. Показано, что сила его ниже дипольного резонанса распределена в двух областях энергий возбуждения, центр пика одной области расположен при $E_x \approx 63 A^{-1/3}$ МэВ, а другой – на несколько мегаэлектронвольт ниже при $E_x = 51 A^{-1/3}$ МэВ. Резонанс при $E_x \approx 63 A^{-1/3}$ МэВ является изоскалярным квадрупольным резонансом. Квадрупольный резонанс при $51 A^{-1/3}$ МэВ впервые был обнаружен нами в изотопах никеля. Этот резонанс еще мало исследован и здесь необходима дополнительная информация о существовании этого резонанса в более широком диапазоне ядер. В ядрах ⁶⁴Zn и ¹²⁴Sn получено расщепление изовекторного квадрупольного резонанса, расположенного выше ГДР. Эти данные являются первым экспериментальным

наблюдением проявления влияния изоспина на расщепление изовекторного квадрупольного резонанса.

3. Исследован монопольный резонанс в ядре ¹²⁴Sn. Показано, что резонанс исчерпывает значительную часть ЭВПС (38±12)%, и наши данные по энергетическому положению этого резонанса хорошо согласуются с более поздними измерениями с помощью α-частиц.

4. Октупольный (E3) резонанс наблюдается во всех четырех исследованных ядрах. Определены характеристики $(\Delta T = 0, 3 \hbar \omega)$ - и $(\Delta T = 1, 3 \hbar \omega)$ -резонансов. Для нескольких октупольных резонансов не приписаны характеристики перехода, так как нет соответствия между нашими данными и теоретическими предсказаниями, а также экспериментальными систематиками, которые основываются на недостаточно большом объеме данных. Для определения характера перехода этих резонансов необходимы дополнительные экспериментальные исследования на других ядрах.

5. Для *E*5-резонансов нет данных в экспериментальных систематиках. Полученные нами *E*5-резонансы для изотопов железа при $E_x A^{1/3} \sim 50$ МэВ могут быть резонансами с ($\Delta T = 0$, 1 ħ ω), так как их энергетическое положение более близко к значению $E_x A^{1/3} = 63$ МэВ из расчета по оболочечной модели.

6. Показано, что учет влияния деформации ядра на распределение плотности заряда приводит к увеличению радиуса полуспада плотности приблизительно на 3% и к уменьшению толщины спада плотности более чем на 10%. Учет деформации приводит более компактному К распределению плотности заряда. Использование параметров распределения заряда с учетом и без учета деформации как в борновском, так и высокоэнергетическом приближениях для анализа ГМР не изменяют их энергетическое положение, но оказывают влияние, в пределах 10...15%, на величину приведенной вероятности. Эти данные получены для ядра ⁶⁴Zn.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты дают сведения о положении резонансов, которые уже исследовались, но в других ядрах. Нами также получены данные для ряда резонансов, которые не вошли в систематики экспериментальных данных, так как они наблюдались только в
Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

отдельных ядрах, и поэтому необходимы дополнительные исследования для определения характеристик этих резонансов.

Сравнение наших результатов по рассеянию электронов с существующими систематиками показывает надежность полученных нами данных, а также подчеркивает необходимость проведения дальнейших исследований для недостаточно изученных мультипольных резонансов.

С помощью спектрометра СП-95 впервые в мире экспериментально исследованы:

1. ГКР [4–5а]. К началу проведения экспериментов в Харькове по исследованию гигантских резонансов были только теоретические указания на существование такого резонанса выше дипольного. Для резонанса ниже дипольного не было ни экспериментальных, ни теоретических данных, которые бы указывали на существование такого резонанса.

2. Дополнительный квадрупольный резонанс [35], для которого не было ни экспериментальных, ни теоретических предсказаний. Последующий анализ в лаборатории в Монтерее определил ЭТОТ резонанс как дополнительную ветвь изовекторного квадрупольного резонанса, который является самостоятельной изовекторной квадрупольной (E2)осцилляцией избытка нейтронов по отношению к остальному ядру. В настоящее время исследование этого резонанса проведено на 11 ядрах (из них на пяти ядрах – в ННЦ ХФТИ).

3. Изоспиновое расщепление ГДР с помощью рассеяния электронов ядрами. Эксперименты были проведены на изотопах никеля (^{58, 60, 64}Ni). (Впервые получены формулы и по ним проведены расчеты отношения изоспиновых компонентов с T_0 и T_0 +1 для переданных импульсов q выше фотонной точки [35, 40]. Расчеты отношения изоспиновых компонентов с T_0 и T_0 +1 показывают, что оно быстро изменяется с изменением изоспина T_0).

4. Изоспиновое расщепление ИВГКР на два пика [49]. Эксперименты были проведены на ядрах 64 Zn, 124 Sn и опубликованы в 1979 году [49]. Позже такие данные получены на ядре 13 C с помощью (γ , n)-реакции [94]. В настоящее время исследование этого явления проведено на трех ядрах (из них на двух – в ННЦ ХФТИ).

5. ГМР [95]. Его положение (¹²⁴Sn) хорошо согласуется с расчетами данного возбуждения по оболочечной модели.

6. Пик ГДР при энергии возбуждения 10 МэВ в ядре ⁵⁶Fe [45, 46], который находится у порога вылета нуклонов. Такой пик ранее был обнаружен только в ядре ⁵⁸Ni. Его невозможно наблюдать в фотоядерных реакциях. Природа этого возбуждения не ясна.

7. Электрические гигантские резонансы с мультипольностями *E*3, *E*4, *E*5. К настоящему времени для этих резонансов получены только единичные данные, поэтому для получения систематических данных необходимы дополнительные исследования. Для этого нужен ускоритель электронов с энергией не менее 300 МэВ.

8. Параметры распределения плотности заряда ядра с учетом квадрупольной деформации [48]. Эти данные получены для ядра ⁶⁴Zn.

9. Метод выделения КУ-части в спектрах рассеянных электронов [96–99]. Этот метод открывает возможность исследовать КУ-процессы при малых переданных энергиях и позволяет корректно определить структуру гигантских резонансов высокой мультипольности.

Здесь представлены обнаруженные новые резонансы и показана необходимость проведения новых экспериментов для определения физической природы их возбуждения.

Список литература к главе 4

1. Н.Г. Афанасьев, В.А. Гольдштейн, Г.А. Савицкий, Е.В. Степула, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Магнитный спектрометр для частиц с импульсом до 400 МэВ/с // Приборы и техника эксперимента. 1966, №5, с. 44-50.

2. М.Г. Афанасьєв, В.О. Гольдштейн, Г.А. Савицький, В.М. Хвастунов, М.Г. Шевченко. Розрахунок магнітного спектрометра для частинок з імпульсом до 400 MeB/c // УФЖ. 1966, т. 11, №10, с. 1146-1148.

3. Н.Г. Афанасьев, В.А. Гольдштейн, Г.А. Савицкий, Е.В. Степула, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Регистрация спектра частиц с импульсом до 400 МэВ/с магнитным спектрометром // ЖТФ. 1967, т. 37, в. 9, с. 1671-1676.

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

4. I.S. Gulkarov, N.G. Afanasyev, G.A. Savitsky, V.M. Khvastunov, N.G. Shevchenko. Giant resonance electroexcitation in ²⁸Si // Physics Letters. 1968, v. 27B, p. 417-419.

5. Н.Г. Афанасьев, И.С. Гулькаров, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Возбуждение гигантского резонанса ²⁸Si путем неупругого рассеяния электронов // Ядерная физика. 1968, т. 7, в. 1, с. 13-22.

1. 5а. И.С. Гулькаров, Н.Г. Афанасьев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Электровозбуждение гигантского резонанса в ²⁸Si // Известия Академии наук СССР. Серия физическая. 1968, т. 32, с. 1763-1766.

6. И.С. Гулькаров, Н.Г. Афанасьев, В.М. Хвастунов, Г.А. Савицкий, А.А. Хомич, В.Д. Афанасьев, Н.Г. Шевченко. Возбуждение гигантского резонанса в изотопах никеля электронами высоких энергий // Ядерная физика. 1969, т. 9, с. 478-486.

7. И.С. Гулькаров, Н.Г. Афанасьев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, А.А. Хомич, В.Д. Афанасьев, Н.Г. Шевченко. Неупругое рассеяние электронов на углероде // Ядерная физика. 1969, т. 9, с. 1138-1151.

8. И.С. Гулькаров, Н.Г. Афанасьев, А.А. Хомич, В.Д. Афанасьев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Возбуждение гигантского резонанса в ³²S путем рассеяния электронов // Ядерная физика. 1969, т. 10, с. 694-699.

9. R. Pitthan, Th. Walcher. Inelastic electron scattering in the giant resonance region of La, Ce and Pr // Phys. Lett. 1971, v. 36B, p. 563-564.

10. R. Pitthan, Th. Walcher. Evidence of M1 and E2 strength in the giant region of Ce // Zeitschrift fur Natursforschung. 1972, v. 27a, p. 1683-1684.

11. R. Pitthan. Unelastische streunung von 50 und 65 Mevelectronen un Ce, La und Pr // Zeitschrift fur Physik. 1973, v. 260, p. 283-304.

12. F.H. Buskirk et al. Evidence for E2 resonances at high excitation energies in 208 Pb // Physics Letters. 1972, v. 42B, p. 194-196.

13. S. Fukuda, Y. Torizuka. Giant multipole resonances in ⁹⁰Zr observed by inelastic electron scattering // Phys. Rev. Lett. 1972, v. 29, p. 1109-1111.

14. M. Nagao, Y. Torizuka. Electroexcitation of giant resonances in ²⁰⁸Pb // Phys. Rev. Lett. 1973, v. 30, p. 1068-1071.

15. S. Klawansky, H.W. Kendall, A.K. Kerman. Quasielastic electron scattering and a giant collective state in ²⁰⁹Bi // Phys. Rev. 1973, v. C7, p. 795-800.

16. И.С. Гулькаров. Возбуждение гигантского квадрупольного резонанса в ⁶⁰Ni путем рассеяния электронов // Ядерная физика. 1973, т. 18, с. 519-523.

17. R. Pitthan et al. Electroexcitation of giant multipole resonances in ¹⁹⁷Au and ²⁰⁸Pb between 5 and 40 MeV excitation energy with 90 MeV electrons // Phys. Rev. Lett. 1974, v. 33, p. 849-852.

18. A. Hotta, K. Itoh, and T. Saito. Electroexcitation of the giant resonance in ¹⁶O // Phys. Rev. Lett. 1974, v. 33, p. 790-794.

19. H. Uberall. Electron scattering from complex nuclei. New York and London: "Academic Press", 1971, parts A, B.

20. M.B. Lewis and F.E. Bertrand. Evidence from inelastic proton scattering for a giant quadrupole vibration in spherical nuclei // Nuclear Physics. 1972, v. A196, p. 337-346.

21. M.B. Lewis et al. Collaboration of the quadrupole assignment for the 11-MeV giant resonance in 208 Pb // Phys. Rev. 1973, v. C8, p. 398-400.

22. R.J. Peterson. Search for the excitation of the giant dipole state by direct inelastic ³He scattering // Nucl. Phys. 1973, v. A202, p. 557-560.

23. M.B. Lewis. Giant resonances in the high-energy helium inelastic scattering // Phys. Rev. 1973, v. C7, p. 2041-2043.

24. G. Chenevert et al. Gross structure in the spectra of helium ions inelastically scattered from heavy nuclei // Phys. Rev. Lett. 1971, v. 27, p. 434-436.

25. A. Moalem, W. Benenson, and G.M. Crawley. Excitation of giant resonances by inelastic ³He scattering // Phys. Rev. Lett. 1973, v. 31, p. 482-485.

26. L.L. Rutledge, Jr., J.C. Hielbert. Excitation of a giant isoscalar resonance by α particles // Phys. Rev. Lett. 1974, v. 32, p. 551-554.

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

27. Г.А. Савицкий, А.А. Немашкало, В.М. Хвастунов. Исследование гигантских мультипольных резонансов в ядрах: Препринт ХФТИ 76-16. Харьков: ХФТИ, 1976, 45 с.

28. В.М. Хвастунов, В.П. Лихачев, А.А. Немашкало, Г.А. Савицкий. Изоспиновая структура гигантских резонансов в ядре ⁶⁴Zn // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Общая и ядерная физика». 1978, в. 5(5), с. 55-56.

29. S. Fallieros, B. Goulard, R.H. Venter. Isobaric splitting of dipole states in nuclei // Phys. Lett. 1965, v. 19, p. 398-400.

30. C. Ngo-Trong, D.J. Rowe. Isospin structure of the giant dipole resonance of the even isotopes of nickel: a microscopic calculation based on the equation-of-motion formalism // Phys. Lett. 1971, v. 36B, p. 553-556.

31. P. Paul, J.F. Amann, K.A. Snover. Symmetry energy for collective dipole excitation // Phys. Rev. Lett. 1971, v. 27, p. 1013-1016.

32. E.M. Diener, J.F. Amann, P. Paul, S.L. Blatt. Isospin splitting of the giant dipole resonance in 60 Ni // Phys. Rev. 1971, v. C3, p. 2303-2314.

33. K. Min, T.A. White. Anomaly in the photodisintegration of Ni^{58} and Ni^{60} in the giant-dipole resonance region // Phys. Rev. Lett. 1968, v. 21, p. 1200-1202.

34. K. Min. Interpretation of the photodisintegration of Ni^{58} and Ni^{60} in the giant-resonance region // Phys. Rev. 1969, v. 182, p. 1359-1360.

35. В.М. Хвастунов, В.П. Березовой, В.П. Лихачев, А.А. Немашкало, Г.А. Савицкий, Л.Д. Ярошевский. Влияние изоспина на электровозбуждение гигантского дипольного резонанса в изотопах никеля // Ядерная физика. 1977, т. 25, с. 921-925.

36. И.С. Гулькаров. Гигантский квадрупольный резонанс в ядрах // Ядерная физика. 1974, т. 20, с. 17-20.

37. В.М. Хвастунов, Н.Г. Афанасьев, В.П. Лихачев, А.А. Немашкало, Г.А. Савицкий, Л.Д. Ярошевский. Изоспиновое расщепление дипольного резонанса в изотопах никеля // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика высоких энергий и атомного ядра». 1973, в. 6(8), с. 62-63.

38. R. Leonardi Isospin splitting of the giant resonance, and neutron and proton rms radii // Phys. Rev. Lett. 1972, v. 28, p. 836-839.

39. B. Goulard, S. Fallieros. Transition densities of dipole excitation in nuclei with N>Z // Canad. J. Phys. 1967, v. 45, p. 3221-3233.

40. В.П. Березовой, В.М. Хвастунов. Влияние аналоговых состояний на изотопические формфакторы // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика высоких энергий и атомного ядра». 1977, в. 2(19), с. 41-42.

41. T. De Forest Jr., J.D. Walecka. Electron scattering and nuclear structure // Advances Phys. 1966, v. 15, N 57, p. 1-109.

42. R. Pitthan, G.M. Bates, J.S. Beachy, et al. Comparison of giant multipole resonances of multipolarity E1 to E4 in ⁵⁸Ni (T₀=1) and ⁶⁰Ni (T₀=2) with inelastic electron scattering // Phys. Rev. 1980, v. C21, p. 147-166.

43. R. Klein, Y. Kawazoe, P. Grabmayr, et al. Electroexcitation of giant resonances in ⁵⁸Ni // Phys. Lett. 1984, v. 145B, p. 25-28.

44. R. Klein, P. Grabmayr, Y. Kawazoe, G.J. Wagner, J. Friedrich, N. Voegler. Distribution of Electric Multipole Strengths in ⁵⁸Ni // Il Nuovo Cimento, 1983, v. 76A, N 2, p. 369-376

45. V.M. Khvastunov, V.V. Denyak, Yu.N. Ranyuk. Electroexcitation of giant multipole resonances in ⁵⁴Fe and ⁵⁶Fe // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядернофизические исследования». 2004, в. 5(44), с. 26-30.

46. В.М. Хвастунов, В.В. Деняк, Ю.Н. Ранюк. Рассеяние электронов на ядрах ⁵⁴ Fe и ⁵⁶ Fe в области энергий возбуждения гигантских резонансов // Известия РАН. Серия физическая. 2006, т. 70, №11, с. 1576-1584.

47. В.М. Хвастунов, В.П. Лихачев, А.А. Немашкало, Г.А. Савицкий. Изоспиновая структура гигантских резонансов в ядре ⁶⁴Zn // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Общая и ядерная физика». 1978, в. 5(5), с. 55-56.

48. В.М. Хвастунов, В.П. Лихачев, А.А. Немашкало, Г.А. Савицкий, В.А. Фартушный, А.В. Шебеко. Квадрупольная деформация ядра цинка-64 // Вопросы атомной науки и

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

техники. Серия «Общая и ядерная физика». 1981, в. 4(18), с. 16-17.

49. G.A. Savitskij, A.A. Nemashkalo, V.M. Khvastunov. Isospin splitting of isovector quadrupole resonances in nuclei // Intern. conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interaction. Mainz, 1979, p. 3.21.

50. B.L. Berman, S.C. Fultz. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons // Rev. Mod. Phys. 1975, v. 47, p. 713-761.

51. S.C. Fultz et al. Photoneutron cross section for Sn^{116} , Sn^{117} , Sn^{118} , Sn^{119} , Sn^{120} , Sn^{124} , and Indium // Phys. Rev. 1969, v. 186, p. 1255-1270.

52. Ю.И. Сорокин, В.А. Хрущев, Б.А. Юрьев. Реакция (γ,р) на изотопах олова Sn¹¹² и Sn¹²⁴ // Ядерная физика. 1971, т. 14, с. 1118-1122.

53. T.D. Urbas, W. Greiner. Nuclear giant quadrupole resonances in spherical even – even nuclei // Phys. Rev. Lett. 1970, V. 24, p. 1026-1028.

54. A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, et al. A study on the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the $103 \le A \le 133$ mass region // Nucl. Phys. 1974, v. A219, p. 39-60.

55. В.Д. Афанасьев, Н.Г. Афанасьев, В.М. Медяник, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко Упругое рассеяние электронов на ядрах ⁶⁴Zn и ⁶⁶Zn // Ядерная физика. 1970, т. 12, с. 673-679.

56. А.В. Шебеко. Учет высших порядков по деформации ядерной поверхности в расчетах упругого и неупругих формфакторов атомного ядра // Ядерная физика. 1977, т. 25, с. 747-753.

57. А.С. Литвиненко, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов и др. Определение параметров распределения плотности заряда в ядрах ⁶⁰Ni, ⁶⁴Zn и ⁶⁶Zn методом упругого рассеяния электронов // Ядерная физика. 1972, т. 15, с. 1104-1108.

58. В.Д. Афанасьев, Н.Г. Афанасьев, А.Ю. Буки, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Н.Г. Шевченко. Электровозбуждение коллективных состояний в изотопах ^{64,66}Zn // Ядерная физика. 1970, т. 12, с. 885-891.

59. B. Neuhausen. Transition charge densities of low-lying collective states in even Zn isotopes; Preprint KPH 24/76, Mainz, F.R. Germany, 1976, p. 51.

60. C.W. De Jager, H. de Vries and C. de Vries. Nuclear charge – and magnetization – density – distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1974, v. 14, p. 479-508.

61. Е.В. Инопин, А.Н. Антонов. Влияние несферичности ядра на параметр разложения плотности в опытах по рассеянию электронов // УФЖ. 1972, т. 17, с. 1910-1912.

62. E. Neuhausen, J.W. Lightbody, S.P. Fivozinsky, and S. Penner. Electron scattering studies of low lying collective states of even Zn isotopes // Nucl. Phys. 1976, v. A263, p. 249-260.

63. А.А. Немашкало, Н.Г. Афанасьев, В.П. Лихачев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов. Возбуждение электронами гигантских мультипольных резонансов в ядре ⁶⁴Zn // УΦЖ. 1978, т. 23, №5, с. 769-779.

64. R.Ö. Akyüz and S. Fallieros. Energy displacement of dipole isodoublets // Phys. Rev. Lett. 1971, v. 27, p. 1016-1018.

65. B.C. Cook, B.C. Morrison, F.N. Schamber. Isospin splitting of the giant dipole resonance in ⁶⁴Zn // Phys. Rev. Lett. 1970, v. 25, p. 685-688.

66. P. Paul. Isospin splitting of the giant dipole resonance. // Intern. conf. on photonuclear reactions and applications. March 26-30 1973. Asilomar Conf. Grounds, CONF-730301, v. 1, p. 407-416.

67. И.Н. Борзов, С.П. Камерджиев. Гигантские мультипольные резонансы в ядрах // Известия АН СССР. Сер. физическая. 1977, т. 41, №1, с. 4-26.

68. С.Ф. Семенко. Правила сумм в приближении случайных фаз // Ядерная физика. 1975, т. 21, с. 977-986.

69. С.Ф. Семенко. Коллективные координаты в приближении случайных фаз и систематика гигантских мультипольных резонансов: Препринт ФИАН СССР, №72. М., 1976, 9 с.

70. А.С. Курляндский, М.Г. Урин. Изотопическое расщепление гигантских мультипольных резонансов // Известия АН СССР. Сер. физическая. 1977, т. 41, с. 1287-1289.

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

71. Y. Kawazoe, T. Tsukamoto. Splitting of isovector quadrupole resonance // Phys. Rev. 1981, v. C23, p. 2364-2367.

72. Woude A. van der. The electric qiant resonances // International Review of Nuclear Physics. 1991, v. 7, p. 99-232.

73. S. Krewald and J. Speth. Calculation of higher multipole resonances // Phys. Lett. 1974, v. 52B, №3, p. 295-298.

74. H.V. Geramb and K. Amos. Indication of E4 giantresonance strength // Lettere al Nuovo Cim. 1975, v. 14, N 14, p. 526-528.

75. В.П. Лихачев, А.А. Немашкало, Ю.В. Владимиров, В.М. Деняк, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Л.Д. Ярошевский. Результаты исследования 22-канального счетчика электронов с перекрывающимися сцинтилляторами на СП-95 // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика высоких энергий и атомного ядра». 1974, в. 3(12), с. 45-46.

76. R. Helm. Inelastic and elastic scattering of 187-MeV electrons from selected even-even nuclei // Phys. Rev. 1956, v. 104, N 5, p. 1466-1475.

77. И.Ж. Петков, В.К. Лукьянов, Ю.С. Поль. Неупругое рассеяние электронов на ядрах с возбуждением коллективных уровней // Ядерная физика. 1966, т. 4, с. 556-566.

78. R. Bergere. Giant multipole resonances and their excitation in nuclear reactions // Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях: Труды III семинара. М.: «Наука», 1976, с. 3-49.

79. V.G. Soloviev, Ch. Stoyanov, A.J. Vdovin. Fragmentation of giant multipole resonances over two-phonon states in spherical nuclei: Preprint E4-10397. Dubna, 1977, 37 p.

80. S. Shlomo, D.H. Youngblood. Nuclear matter compressibility from isoscalar giant monopole resonance // Phys. Rev. 1993, v. C47, p. 529-536.

81. Woude A. van der. Summary of electric giant resonances in cold nuclei // Nucl.Phys. 1999, v. A649, p. 97-103.

82. R. Pitthan, H. Hass, D.H. Meyer, F.B. Buskirk, and J.N. Dyer. E0, E1, E2, E3 and E4 giant resonances in the N=82 nucleus ¹⁴⁰Ce between 4 and 48 MeV excitation energy with inelastic electron scattering // Phys. Rev. 1979, v. C19, p. 1251-1275.

83. E.C. Halbert, J.B. McGrory, G.R. Satchler, J. Speth. Hadronic excitation of the giant resonance region of ²⁰⁸Pb // Nucl. Phys. 1975, v. A245, p. 189-204.

84. Н.Г. Афанасьев, А.Ю. Буки, Ю.В. Владимиров и др. Система энергетического сжатия пучка линейного ускорителя электронов на энергию 300 МэВ // ЖТФ. 1984, т. 54(3), с. 518-526.

85. A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov. Atlas of Giant Dipole Resonances // IAEA Nuclear Data, Wagramerstrasse 5, A-1400, Vienna, January 1999.

86. С.С. Бородина, А.В. Варламов, В.В. Варламов и др. Оценка сечений реакции (γ,n), (γ,p), (γ,np) и(γ,2n) на ядрах ^{54,56}Fe и ^{58,60}Ni с использованием модели феноменологического описания конкуренции каналов распада состояний ГДР: Препринт НИИЯФ МГУ 2000-6/610, 2000, 17 с.

87. Y. Torizuka, Y. Kojima, N. Saito, et al. Giant resonances other than E1 // Proc. of Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. Pacific Grove, California, USA, 1973, p. 675-683.

88. V.V. Denyak, V.M. Khvastunov, V.P. Likhachev, et al. Excitation of Discrete Levels in ⁵⁴Fe and ⁵⁶Fe Nuclei by Means of (e,e') Reactions // Physics of Atomic Nuclei. 2004, v. 67, N 5, p. 882-889.

89. M. Sasao, Y. Torizuka. Electroexcitation of giant multipole resonances in ²⁰⁸Pb // Phys. Rev. 1977, v. C15(1), p. 217-232.

90. R. Klein, Y. Kawazoe, P. Grabmayr, et al. Electroexcitation of giant resonances in ⁵⁸Ni // Phys. Lett. 1984, v. 145B, p. 25-28.

91. Г.А. Савицкий, В.А. Фартушный, И.Г. Евсеев и др. Возбуждение электронами электрических гигантских мультипольных резонансов в ядре ⁶⁵Cu // Ядерная физика. 1987, т. 46, с. 45.

92. F.E. Bertrand. Giant multipole resonances – perspectives after ten years // Nucl. Phys. 1981, v. A354, p. 129c-155c.

93. V.M. Khvastunov. Giant multipole resonances // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования». 2003, в. 2(41), с. 50-55.

94. K. Maeda, S. Ito, H. Itoh, O. Konno, H. Matsuyama, T. Murakami, T. Sasaki. T. Suda, M. Takeya, T. Terasawa //

Глава 4. Исследование гигантских мультипольных резонансов

Journal of the Physical Society of Japan. 2006, v. 75, N 3, p. 034201.

95. А.А. Немашкало, Н.Г. Афанасьев, В.В. Владимиров, В.П. Лихачев, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов. Электровозбуждение гигантских мультипольных резонансов в ядрах цинка-64, олова-124 // Письма в ЖЭТФ. 1977, т. 26, в. 7, с. 569-574.

96. В.В. Деняк, В.М. Хвастунов, С.А. Пащук, У.К. Счелин. Квазиупругое рассеяние электронов в области энергий гигантских резонансов // Ядерная физика. 2007, т. 70, в. 12, с. 2035-2041

97. V.V. Denyak, V.M. Khvastunov, S.A. Paschuk, H.R. Schelin. The Method of Scattered Electron Spectrum Division into Resonance and Quasielastic Parts in the Energy Region of Giant Resonances // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования». 2005, №6 (45), с. 21-23.

98. V.V. Denyak, V.M. Khvastunov, S.A. Paschuk, H.R. Schelin. Quasielastic Electron Scattering on 65Cu // AIP Conference Proceedings; February 12, 2007, v. 884; p. 456-458.

99. V.V. Denyak, V.M. Khvastunov, S.A. Paschuk, H.R. Schelin. Quasielastic Electron Scattering on ⁶³Cu in the Giant-Resonance Energy Region Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования». 2009, №3(61), с. 24-27.

Глава **5**

ФУНКЦИИ ОТКЛИКА В ИССЛЕДОВАНИИ АТОМНЫХ ЯДЕР

5.1. Предисловие

Эта глава об исследованиях функций отклика атомных ядер, проводившихся на ускорителе электронов ЛУЭ-300 Харьковского физико-технического института. Для того чтобы яснее представить соответствие этих исследований своему времени и их место в науке, кратко очертим общую картину и историю подобных работ в мире.

Электромагнитное взаимодействие электрона с ядром происходит через продольно- или поперечно-поляризованный виртуальный фотон. В первом случае это продольное электрическое (кулоновское) взаимодействие, во втором случае – взаимодействие может быть либо магнитным, либо поперечным электрическим. Конечное состояние ядра после рассеяния на нем электрона зависит от поляризации виртуального фотона, участвовавшего в процессе рассеяния. Однако информацию о вкладе той или иной поляризации в исследуемый процесс в явном виде сечение не содержит. Тем не менее, сечение инклюзивного рассеяния электрона можно функции отклика, соответствующие разложить на поляризации, – продольную $R_{\rm L}(q, \omega)$ и поперечную $R_{\rm T}(q, \omega)$, которые зависят от переданных ядру 3-импульса q и энергии ω.

Используемые в настоящее время функции отклика ядра предложены в 1966 году в работе де Фореста и Валека [1]. Запись дважды дифференциального инклюзивного сечения рассеяния электрона в виде линейной комбинации функций отклика позволяет из двух измерений этих сечений выделить по одному значению $R_{\rm T}$ - и $R_{\rm L}$ -функций. Зависимость функций отклика от переданной энергии подобна спектрам дважды

дифференциальных сечений, в одном из которых удален вклад поперечного взаимодействия, а в другом – продольного. Таким образом, можно видеть, что экспериментальные $R_{T/L}$ -функции более дифференцированную И однозначную содержат информацию о ядре, чем сами по себе экспериментальные сечения. Тем не менее, в исследованиях возбужденных состояний ядра (область $\omega < 30 \text{ МэВ}$) только в некоторых работах получали экспериментальные функции отклика, а в остальных по-прежнему ограничивались измерением сечений. следствием трудоемкости измерений и Это являлось сложности обработки данных, которые необходимы для получения функций отклика. Иначе сложилась ситуация в исследованиях, где важен вклад в изучаемые процессы от квазиупругого рассеяния электронов (КУРЭ) на нуклонах ядра (область ω до 60...300 МэВ). В этом случае протяженные по ω экспериментальные R_{T/L}-функции имеют особое значение для исследования внутриядерного нуклон-нуклонного (в.н.н.) взаимолействия.

Первые экспериментальные работы по $R_{T/L}$ -функциям, которые включали в себя пик КУРЭ, имели большие погрешности (см., например, [2, 3]). Благодаря практическому опыту, полученному в этих работах, в конце 70-х годов начались более точные систематические измерения протяженных функций отклика ряда ядер. Из-за упомянутых выше экспериментальных трудностей эти функции были получены только для 12 ядер. Таков результат измерений, проведенных за последние сорок лет в лабораториях Бейтс (США), Сакле (Франция), СЛАК (США) и ХФТИ (Украина).

Одной из важнейших задач этих измерений была попытка тестировать с их помощью модели в.н.н. взаимодействия. Предполагалось вычислять функции отклика исследуемого различные ядра, используя для ЭТОГО модели внн взаимодействия, и сравнивать результаты этих расчетов с экспериментальными значениями функций отклика. Степень согласия тех или иных расчетов с экспериментом должна была служить тестом для модели в.н.н. взаимодействия, которая расчете. Ранее использована В такие исследования основывались на расчетах и измерениях сечений в области Применение функций отклика упростило пика КУРЭ.

интерпретацию результатов измерений, но все же задача и в этом случае оставалась далекой от решения. Были попытки рассмотреть упрощенный вариант этой задачи – рассчитать для $R_{\rm L}$ - и $R_{\rm T}$ -функций положение по переданной энергии максимума пика КУРЭ (см., например, [4, 5]) и сравнить с результатами измерений, что тоже не привело к какому-либо определенному результату.

это же время более результативно развивалось В направление исследований, в котором рассматривались интегралы *R*_{Т/L}-функций по переданной энергии, содержащие весовой множитель ω^n (*n*-моменты функций отклика). Наиболее часто исследовался интеграл $R_{\rm I}$ -функции с n = 0, называемый кулоновской суммой (КС). И, надо отметить, эти исследования были плодотворными. Так, анализ зависимости экспериментальной КС от переданного импульса в области $q < 2 \, \text{фm}^{-1}$ показал вклад в этот момент нуклон-нуклоных корреляций, интеграл КС по переданному импульсу позволил экспериментально определить кулоновскую энергию ядра и т. д. Но, пожалуй, самым важным было обнаружение того, что при больших переданных импульсах ($q > 2 \, \phi M^{-1}$), где КС уже значение КС большинства вышла на насыщение, исследованных ядер оказалось меньше 1, тогда как, согласно правилам сумм, насыщенная КС должна быть равной 1. Этот феномен трактовался и как эффект, который возможно связан с увеличением размера протона внутри ядра (модификацией протона), и как указание на систематические ошибки измерений. Кроме КС в отдельных экспериментальных работах рассматривались и другие моменты функций отклика. Например, с помощью нулевого момента экспериментальных $R_{\rm T}$ -функций ядра ⁴Не оценивался вклад мезонных обменных токов в рассеяние электронов под большими углами, а первый момент (n = 1) $R_{\rm L}$ -функции легких ядер показывал вклад в него от обменных ядерных сил.

Приведенный выше краткий очерк применения функции отклика в ядерных исследованиях в основном ограничен измерениями, выполненными до 90-х годов XX века, т. е. до того времени, когда было закрыто большинство ускорителей частиц с энергиями 100...1000 МэВ, являвшихся экспериментальной базой ядерной физики. В настоящее же

время, в начале XXI века, экспериментальные исследования микромира почти полностью сосредоточились на физике элементарных частиц, где рассматриваются взаимодействия при энергиях до нескольких тераэлектронвольт.

Насколько правильна такая стратегия исследований? Достигла ли физика атомного ядра такой однозначности и прозрачности как, например, ньютоновская механика? Ответ очевиден: есть ряд моделей, каждая из которых с той или иной точностью описывает некоторые свойства ядра, но единой теории атомного ядра нет. Что касается нынешних работ по теории ядра, то их развитие сдерживается возможностями оставшейся экспериментальной базы. Тем не менее, следует сказать, что и в течение последних 20 лет все же проведены или планируются отдельные работы, продолжающие исследования нерешенных проблем ядерной физики XX века.

Так, в расчетах функций отклика, выполненных на базе современных реалистических моделей в.н.н. взаимодействия, значительное продвижение. Особенно можно наблюдать больших успехов добилась интернациональная группа возглавляемых Дж. Орландини. Ими теоретиков, были получены $R_{\rm L}$ -функции ядер ³H, ³He и ⁴He, расчеты которых современных базировались на потенциалах B.H.H. взаимодействия, таких как Аргонский AV18, Аргонский с трехчастичными силами Урбана AV18+UIX, потенциал Массачусетского технологического института МІТ-ІІІ. Эти расчеты с точностью, близкой к погрешности измерений, экспериментальными согласовались с $R_{\rm L}$ -функциями соответствующих ядер.

В лабораториях Джеферсона (США) и Майнца (Германия) проводятся измерения, из которых будут найдены функции отклика ряда ядер. Располагая этими данными, можно будет проверить реальность феномена низких значений кулоновских сумм в области их насыщения, повысить избирательность теста для проверки современных моделей в.н.н. взаимодействия.

5.2. Определения и термины





Рис. 5.1. Схематическое изображение спектра рассеянных электронов (а) и представление его компонент: продольной (б) и поперечной (в) функций отклика: 1 и 2 – пики соответственно основного и дискретных возбужденных состояний ядра; 3 – область гигантских резонансов; 4 – пик квазиупругого рассеяния

Взаимодействие электрона с ядром с точностью высокой можно считать только электромагнитным. Кванты электромагнитполя ного имеют поперечную или продольную поляриза-Поперечноцию. поляризованные кванты обеспечивают взаимодействие электрона С магнитными моментами нуклонов и токами в ядре, продольно-поляризованные – взаимодействие с электрическими зарядами ядра. Этот последний вид взаимодействия называется кулоновским или электростатическим. Согласно работе [1] дифференцидважды альное сечение рассея-

ния электронов на ядре

 $d^2\sigma/(d\Omega d\omega)$ может быть

представлено через функции отклика соответственно поляризаций – поперечной $R_{\rm T}(q,\omega)$ и продольной $R_{\rm L}(q,\omega)$:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\omega}(\theta, E_0, \omega) = \sigma_{\mathrm{M}}(\theta, E_0) \left\{ \frac{q_{\mu}^4}{q^4} R_{\mathrm{L}}(q, \omega) + \left[\frac{1}{2} \frac{q_{\mu}^2}{q^2} + \mathrm{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] R_{\mathrm{T}}(q, \omega) \right\}$$
(5.1)

где E_0 – начальная энергия электрона, рассеянного на угол θ с передачей энергии ω , 3-импульса q и 4-импульса $q_{\mu} (q_{\mu}^2 = q^2 - \omega^2)$; $\sigma_{\rm M}(\theta, E_0)$ – сечение Мотта для единичного заряда. Не Глава 5. Функции отклика в исследовании атомных ядер

трудно видеть, что если под двумя различными углами θ выполнить измерения сечения, но при этом в обоих измерениях будут одинаковые q и ω , то, используя (5.1), можно получить значения $R_{\rm T}(q,\omega)$ и $R_{\rm L}(q,\omega)$. На рис. 5.1 показано схематическое изображение спектра рассеянных на ядре электронов и составляющих его $R_{\rm T}$ - и $R_{\rm L}$ -функций. Площади под пиками функций отклика соответствует квадрату формфактора состояний ядра $F_{\rm T/L}^2(q)$, возбуждение которых проявляется в этих пиках.

Во многих случаях в теоретических расчетах и в представлении данных эксперимента используют моменты функций отклика:

$$S_{T/L}^{(n)}(q) = \int_{\omega_{el}^{+}}^{\infty} \frac{R_{T/L}(q,\omega)}{\tilde{G}_{T/L}^{2}(q_{\mu}^{2})} \omega^{n} d\omega, \qquad (5.2)$$

$$\tilde{G}_{T}^{2}(q_{\mu}^{2}) = \frac{q^{2}}{2M^{2}} \left[Z\mu_{p}^{2} + N\mu_{n}^{2} \right] G_{E,p}^{2}(q_{\mu}^{2}), \qquad \tilde{G}_{L}^{2}(q_{\mu}^{2}) = \frac{1 + q_{\mu}^{2}/4M^{2}}{1 + q_{\mu}^{2}/2M^{2}} \left[ZG_{E,p}^{2}(q_{\mu}^{2}) + NG_{E,n}^{2}(q_{\mu}^{2}) \right].$$

где

Здесь *n* – номер момента; *M* и $G_{E,p}(q_{\mu}^{2})$ – масса и зарядовый формфактор протона; μ_{p} и *Z* – магнитный момент протона и количество протонов в ядре; μ_{n} и $G_{E,n}(q_{\mu}^{2})$ – магнитный момент и зарядовый формфактор нейтрона; *N* – количество нейтронов в ядре.

Нижним пределом интеграла (5.2) является переданная энергия ω_{el}^+ , соответствующая упругому рассеянию электрона на ядре, а индекс «+» исключает формфактор основного состояния ядра из подынтегральной функции.

5.3. Некоторые вопросы методики измерений и обработки данных

Уровень современных исследований функций отклика и их моментов предъявляет высокие требования к точности экспериментальных данных. Это привело к пересмотру

методик обработки данных и созданию новых газовых мишеней для измерений на ядрах ²Н и ⁴Не. Несколько работ, выполненных в этом направлении, кратко излагаются ниже.

5.3.1. Экстраполяция функций отклика

Экспериментальные функции отклика могут быть получены до некоторого конечного значения $\omega = \omega_{max}$. В случае моментов $S_{T/L}^{(0)}$ обычно интеграл (5.2) при верхнем пределе, равном ω_{max} , составляет около 90% от ожидаемого значения, когда верхний предел – бесконечность. Функция отклика в районе ω_{max} (см. рис. 5.1) представляет собой монотонно уменьшающийся с ростом ω хвост пика КУРЭ. Для получения значений моментов $S_{T/L}^{(n)}(q)$ функции $R_{T/L}(q,\omega)$ экстраполируют в область $\omega \to \infty^1$.

В теоретических работах в качестве экстраполирующей функции рассматриваются степенная и экспоненциальная функции или их комбинации, например в [2–4]. В экспериментальных же работах, как правило, для экстраполяции используется степенная функция

$$R^{t}(q,\omega) = C(q)\omega^{-\alpha}, \qquad (3.3)$$

где для данного q величина C(q) является подгоночным коэффициентом к экспериментальным значениям функции отклика в окрестности ω_{max} . В теоретических работах [6] и [7] найдено, что для ядер с $A \ge 4 \alpha = 2,5$, а для ядра ²Н $\alpha = 3...4$, и в обоих случаях этот параметр не должен зависеть от q. В нашей работе [9] В.Д. Эфросом получено $\alpha = 4$ для ядра ³Не при $q = 1,5 \text{ фм}^{-1}$ (по данным работы [10]), в [11] – для ²Н при $\alpha = 2, 8...2, 9,$ в [12] — для ⁶Li при $q = 0.88...1.25 \ \phi m^{-1} \ \alpha = 2.56 \pm 0.06.$ Наиболее детально тема экстраполяции была разобрана в посвященных этой проблеме работах [13, 14], где анализировались данные по ядрам ²Н и ⁴Не. Результаты этих работ приведены на рис. 5.2. Усредненные значения α : 3,03±0,15 для ²Н и 2,19±0,10 для ⁴Не.

¹ Иногда рассматриваются моменты, в которых верхним пределом интеграла уравнения (5.2) является $\omega = q$ (см., например, [11]).



Рис. 5.2. Параметр α для продольных (открытые символы) и поперечных (закрытые символы) функций отклика. ☆ и □ – значения α для ядер ²H и ⁴He соответственно, полученные из наших данных [13, 14]; Δ – значения α для ядра ⁴He из обработки данных лаборатории Сакле [15]; *x* – это α = (α_T+α_L)/2 для ядра ⁴He из обработки данных лаборатории Бейтс [16]; штриховые линии – средние значения α_{T/L} для ²H и для ⁴He; сплошная линия – расчет α работы [6] для ядер с A ≥ 4; серая полоса – расчет α работы [7] для ядра ²H

Из данных рис. 5.2 можно сделать выводы:

А) $\alpha_T \approx \alpha_L$ для рассмотренных ядер;

Б) значения α_{T/L} каждого из ядер в исследуемом диапазоне переданных импульсов постоянны;

В) значения $\alpha_{T/L}$ ядер ²Н и ⁴Не различны.

Экспериментальные результаты (А) и (Б) не противоречат выводам теоретических работ [6, 7]. Рассчитанное в работе [7] значение параметра α для ²H согласуется с экспериментальным, а рассчитанный параметр α для ⁴He [6] несколько выше, чем найденный в измерениях. Однако для ⁶Li экспериментальное значение $\alpha = 2,56 \pm 0,06$ [12] соответствует расчету [6].

Интересный результат анализа проблемы экстраполяции получен в работе [13]: использование степенной функции для

экстраполяции *R*-функции ограничивает номер момента, который имеет конечное значение, числом *n*_{max}

$$n_{\max} = \begin{cases} ent(\alpha) - 1 & eсли \quad \alpha \neq ent(\alpha) \\ \alpha - 2 & eсли \quad \alpha = ent(\alpha) \end{cases}$$
 (5.4)

где ent(α) – целая часть значения α . Параметрам α , полученным для ядер ²H, ⁴He и ^{6,7}Li, согласно выражению (5.4), соответствует $n_{\text{max}} = 1$. Это весьма интересный результат, так как в ряде теоретических работ (см., например, [7, 8, 17]) моменты функций отклика рассчитываются для *n*, равного 2 и 3. Отметим, что указанное противоречие следует не только из найденных в настоящей работе экспериментальных значений α , но и из расчетов этого параметра в работах [6, 7], где $\alpha \leq 3$.

5.3.2. Об абсолютизации данных по эталонным измерениям на ¹²С

Большинство электроядерных измерений не является абсолютным. Их абсолютизация, в случае твердотельных мишеней, производится нормировкой по квадрату формфактора основного состояния $F_{\rm el}^{\ 2}(q)$ ядра ¹²С, полученного в эталонных измерениях:

$$F_{el}^2(q) = \frac{d\sigma}{d\Omega_{el}} \left(\theta, E_0\right) \left[\sigma_{M,Z}(\theta, E_0)\right]^{-1} \zeta , \qquad (5.5)$$

где $d\sigma/d\Omega_{\rm el}$ – сечение упругого рассеяния электрона на ядре; $\sigma_{\rm M,Z}$ – сечение Мотта для заряда Z; ζ – кинематическая поправка.

На сегодняшний день последние, особенно точные, измерения на ядре ¹²С выполнены в 1982 году в лаборатории Майнца [18]. Их абсолютная точность, согласно авторам этой работы, составляет 0,4%. Данные этой работы мы использовали при обработке результатов измерений как эталонные. Однако, так как для значений функций отклика и их моментов требуется высокая абсолютная точность, то желательно было бы убедиться в абсолютности данных [18]. Это было сделано с использованием равенства для квадрата формфактора основного состояния ядра: $F_{\rm el}^2(q) = 1$ при q = 0.

Рассмотрим функцию

$$f(k,a,b,...,q) = k F_{\text{el,th}}^{2}(a,b,...,q),$$
(5.6)

где множитель k и параметры a, b, ... расчетного формфактора Felth являются варьируемыми величинами. Если после подгонки этой функции к экспериментальным значениям F_{el}^{2} выполняется условие

$$\left|k-1\right| \le \Delta k,\tag{5.7}$$

в котором Δk – погрешность полученного значения k, то это значит, что, с точностью до Δk , измерения $F_{\rm el}^2$ являются абсолютными.

Изложенный метод был применен нами в работе [19] к данным [18] из диапазона $q = 0,25...0,74 \text{ фм}^{-1}$, в котором было 16 экспериментальных точек со статистической погрешностью 0,45...0,49% каждая. В качестве расчетного формфактора использовались разложение по четным степеням переданного импульса до q^4 включительно – $F_{el,1}^2$ и простая оболочечная модель – $F_{el,2}^2$. Обе эти функции хорошо аппроксимируют экспериментальные значения квадрата формфактора до первого дифракционного минимума, т. е. в случае ядра ¹²С до $q \approx 1,6 \, \text{фm}^{-1}$. Результаты этих подгонок и подгонок с фиксированным значением k = 1 приведены на рис. 5.3 и в табл. 5.1.

Из этой таблицы видно, что:

данные, полученные с k = 1 и с варьируемым k, совершенно различны;

• при $k \neq 1$ значения $\chi_i^2 \approx 1$, а это говорит о соответствии функций $F_{\rm el}^2$ данным;

• при $k \neq 1$ две совершенно разные функции F_{el}^{2} приводят к очень близким значениям $< r^{2} > r^{1/2}$; • при $k \neq 1$ найденные $< r^{2} > r^{1/2}$ соответствуют значениям

из других экспериментов.



Рис. 5.3. Квадрат формфактора основного состояния ядра ¹²С: экспериментальные точки из [18]; сплошная кривая – подгонка функции $k \times F_{el,1}^2$; штриховая кривая – подгонка этой же функции с фиксированным k = 1

				Табли	ца 5.1	
Представление формфактора	k = 1		k – варьируемый параметр			
	$< r^{2} >^{1/2}$	χ_i^2	k	$< r^{2} >^{1/2}$	χ_i^2	
$F_{\rm el,1}^2$ – разложение по q^2	3,07±0,05	62	1,026± 0,003	2,42± 0,01	0,71	
<i>F</i> _{el,2} ² – оболочечная модель	2,33±0,03	5	1,029± 0,003	2,45± 0,05	0,75	

 $<\!\!r^2\!\!>-$ среднеквадратичный радиус ядра; χ_i^2 – минимальное значение хи-квадрата на степень свободы, полученное в подгонке.

И самое важное – полученные значения k и Δk не соответствуют условию (5.7). Следовательно, данные работы [18], с точностью до 9 Δk , не являются абсолютными, а при использовании этих данных как эталонных их необходимо делить на k = 1,028.

В случаях, когда эксперимент проводится с использованием газовых или жидкостных мишеней, в качестве эталонных данных часто берут экспериментальные значения квадратов формфактора основного состояния ядра ⁴He из работы [20]. Следуя методике, описанной выше, была проведена проверка абсолютности этих значений. В результате было найдено, что данные работы [20] соответствуют условию (5.7), и поэтому с точностью до статистических погрешностей их измерений могут считаться абсолютными.

5.3.3. Учет влияния изотоп-примесей в мишени на результаты измерений

В экспериментах по взаимодействию налетающих частиц с ядрами атомов существует проблема изотопной чистоты мишеней. Простейшим ее решением было бы применение мишеней с изотопной чистотой около 0,99 или выше. Но такие мишени весьма дорогие (если вообще есть возможность их ДЛЯ определенных нуклидов), ИЗГОТОВИТЬ так как С уменьшением в них изотопной примеси очень быстро Альтернативой использованию возрастает цена. особо изотопчески чистых мишеней может быть применение разработанной нами методики разделения характеристик компонентов (РХК) многокомпонентных образцов [21].

Так, если записать измеряемое на *i*-й мишени сечение в виде

$$\sigma_i^{\exp} = \sum_j^n \delta_{i,j} \sigma_j , \qquad (5.8)$$

где σ_j – сечение на *j*-м изотопе, доля которого по количеству ядер в *i*-й мишени $\delta_{i,j}$, то измерение на *n*-мишенях, имеющих различные наборы величин $\delta_{i,j}$, даст сечение σ_i^{exp} . Если составить систему из *n* линейных уравнений вида (5.8), то ее решением будут сечения σ_j для всех изотопов, входящих в состав мишеней.

Методика РХК позволяет вести эксперимент на относительно мало обогащенных мишенях, но требует

5.3. Некоторые вопросы методики измерений и обработки ...

измерений на нескольких мишенях. Поэтому выбор между измерениями на одной высокообогащенной мишени и измерениями на нескольких менее обогащенных мишенях определяется соотношением стоимости особо высокообогащенного материала и стоимости дополнительного времени работы экспериментальной установки. Если же целью исследования является не один, а несколько изотопов, составляющих мишени, то методика РХК представляется более предпочтительной.

Приведем пример применения методики РХК в эксперименте по рассеянию электронов на ядрах ⁶Li и ⁷Li. В этих измерениях использовались две мишени с весовым содержанием изотопов: ⁶Li – $\delta'_{1,1} = 0,905$, ⁷Li – $\delta'_{1,2} = 0,095$ (№1) и ⁶Li – $\delta'_{2,1} = 0,062$, ⁷Li – $\delta'_{2,2} = 0,938$ (№2). В эксперименте измерялись сечения рассеяния электронов на ядрах. Поэтому, как отмечено выше, необходимо использовать не весовую долю изотопа в мишени δ' , а долю количества ядер δ . Нетрудно получить уравнение, связывающее эти величины, для мишени номер *i*, которая содержит нуклиды типа 1 и типа 2:

$$\delta_{i,1} = \left[1 + \frac{\delta_{i,2}'}{\delta_{i,1}'} \frac{M_1}{M_2} \right]^{-1},$$
(5.9)

где M_j – масса атома. В случае двух нуклидов $\delta_{i,2} = 1 - \delta_{i,1}$. Используя это уравнение, получаем значения $\delta_{i,j}$, а после измерений на мишенях i = 1, 2 находим сечения σ_i^{exp} , т. е. можем составить систему из двух уравнений с двумя неизвестными σ_1 и σ_2 , решение которой имеет вид:

$$\sigma_{1} = \frac{\sigma_{1}^{\exp}\delta_{2,2} - \sigma_{2}^{\exp}\delta_{1,2}}{\delta_{1,1}\delta_{2,2} + \delta_{1,2}\delta_{2,1}}; \quad \sigma_{2} = \frac{\sigma_{2}^{\exp}\delta_{1,1} - \sigma_{1}^{\exp}\delta_{2,1}}{\delta_{1,1}\delta_{2,2} + \delta_{1,2}\delta_{2,1}}.$$
 (5.10)

На рис. 5.4 показаны спектры электронов, рассеянных на ядрах изотопов лития: мишень $N \ge 1$ – левый график и $N \ge 2$ – правый график. После применения уравнений (5.10) к каждой паре точек, измеренных на мишенях $N \ge 1$ и 2 при одинаковой энергии E', получены два спектра, один из которых

соответствует измерениям на мишени со 100%-м содержанием 6 Li, а другой – со 100%-м содержанием 7 Li.



Рис. 5.4. Спектры дифференциального сечения электронов, рассеянных на ядрах ⁶Li и ⁷Li, нормированы на сечение рассеяния на единичном точечном заряде σ_M . Начальная энергия электронов 144 МэВ, угол рассеяния 160°. \circ – результаты измерений, \bullet – эти же данные после их корректировки уравнениями (5.10), х – разность между начальными и скорректированными данными. Точечные кривые очерчивают пик упругого рассеяния (el) и пик первого возбужденного состояния, вклад которого заметен на спектре

5.3.4. Газовые мишени для измерений на 2 H и 4 He

До последних измерений на газах ${}^{2}\text{H}_{2}$ и ${}^{4}\text{He}$ у нас была газовая мишень высокого давления (далее ГМ-0). Ее несоответствие требованиям планируемых измерений состояло в недостаточно большом угле рассеяния, при котором возможны измерения ($\theta_{\text{max}} = 140^{\circ}$), и в слишком малых диаметрах входного и выходного окон для пучка электронов из ускорителя (9 и 8 мм соответственно). Такие окна не обеспечивали стабильность измерений, так как в случае появления у пучка электронов ореола, он не вписывался в их размеры, и это создавало значительный фон от рассеяния на стенках мишени. Поэтому для измерений на легчайших ядрах были сделаны две новые газовые мишени высокого давления:

5.3. Некоторые вопросы методики измерений и обработки ...

ГМ-1 и ГМ-2 [22, 23]. Обе мишени рассчитаны на рабочее давление исследуемого газа в 100 атм при нормальной температуре. Мишень ГМ-1 предназначена для измерений только под углом рассеяния $\theta = 160^\circ$. Рабочий диапазон углов рассеяния у мишени ГМ-2 составляет 50...130°. Схема мишеней приведена на рис. 5.5.



Рис. 5.5. Схемы газовых мишеней: ГМ-1 и ГМ-2

Пучок электронов по направлению линии 1 проходит сквозь сосуд высокого давления 2 через фольги входного 3 и выходного 4 окон. Электроны, рассеянные газом на отрезке τ (эффективная толщина мишени), через фольгу окна 5 и щелевой коллиматор 6 попадают в коллиматор спектрометра 7. Электроны, рассеянные на газе вне отрезка τ и на фольгах окон 3 и 4, экранируются от попадания в спектрометр свинцовой защитой 8 (в ГМ-1) или коллиматором 6 (в ГМ-2). Основное конструктивное отличие мишеней состоит в

Глава 5. 🤇	Функции	отклика	в иссле	довании	атомных	ядер
	+ j	•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••				/ P

расположении их коллиматоров: в ГМ-1 коллиматор находится внутри сосуда высокого давления и неподвижно в нем закреплен, коллиматор ГМ-2 находится непосредственно в камере рассеяния, и его положение фиксировано относительно спектрометра. В последнем случае поворот спектрометра происходит вместе с коллиматором мишени, и это позволяет проводить измерения в пределах ширины окна 5, имеющего размеры 115×16 мм. Все остальные окна обеих мишеней круглые диаметром 20 мм. Титановые фольги окон имеют толщину 0,15 и 0,30 мм. Для уменьшения краевого эффекта в коллиматорах их выпуклые рабочие поверхности покрыты слоем вольфрама толщиной 0,3 мм.

Параметры газовых мишеней

Таблица 5.2

Параметры	ГМ-0	ГМ-1	ГМ-2	ГМ-МТИ			
<i>P</i> , атм	100	100	100	100			
Диам. вход. окна, см	0,9	2,0	2,0	2,5 (1,9)*			
$ heta_{\min} \dots heta_{\max}$	40140^{0}	160°	50130°	45135°			
Материал фольг	сталь	титан	титан	сталь			
Суммарная толщина фольг мишени, в процентах рад. дл.							
По пучку	1,14	0,84	0,84	2,90			
$50, 130^{\circ} **$	1,14	_	1,00	3,77			
$90^{0} **$	1,14	_	0,86	2,90			
$160^{0} **$	_	0,84	_	_			
Эффективная толщина мишени т, см							
$50, 130^{\circ} **$	0,36	_	1,6	≤ 7***			
$90^{0} **$	0,28	_	1,1	$\leq 5^{***}$			
$160^{\circ} **$	_	3,1	_	_			

Примечания: *форма фольги – полусфера, в скобках – диаметр рабочей части окна; **для электронов, рассеянных на указанные углы; ***данных нет, приведены предположительные значения.

Основной причиной фона от пустой газовой мишени было рассеяние электронов из ореола первичного пучка на фланце входного окна мишени. Этот фон зависел от качества проводки пучка электронов на мишень и эффективности защиты от рассеянных электронов ореола (см. рис. 5.5, элементы конструкции: 8 – для ГМ-1 и 6 – для ГМ-2). Число отсчетов аппаратуры от пустой мишени (фона) по отношению к отсчетам в максимуме пика квазиупругого рассеяния было в пределах 0,1...2% при $\theta = 55^{\circ}$ и 1...7% при $\theta = 160^{\circ}$. Различие в величине фона объясняется трехкратным превышением толщины экранирующего спектрометр коллиматора мишени ГМ-2 над защитой ГМ-1.

В табл. 5.2 приведены характеристики газовых мишеней ГМ-0, ГМ-1, ГМ-2 и для сравнения также газовой мишени Массачусетского технологического института (ГМ-МТИ) из работы [24]. В случае заполнения мишеней ГМ-1 и ГМ-2 дейтерием или гелием к указанным в табл. 5.2 суммарным толщинам их фольг следует добавить (0,2...0,3)·10⁻² рад. дл.

5.4. Магнитная структура основного состояния ядер

Величина площади под пиками функций отклика соответствует квадрату формфактора состояний ядра $F_{i\,T/L}^2(q)$, которые проявляются в этих пиках. Атомные ядра с ненулевым спином основного состояния имеют в $R_{\rm T}$ -функции пик упругого рассеяния, формфактор которого $F_{\rm T}^2(q)$.

Нами были измерены упругие рассеяния электронов на ядрах ⁵⁹Co [25], ³⁹K [26] и ⁴⁹Ti [27] при $q = 1,9...2,0 \text{ фм}^{-1}$. Измерения проводились под большими и малыми углами рассеяния, что позволило, используя уравнение (5.1), получить квадрат поперечного формфактора основного состояния этих ядер $F^2_{T}(q)$. В случае исследуемых ядер в поперечной компоненте упругого рассеяния доминирует вклад от магнитной компоненты.

Поэтому можно считать, что величина $F_{T}^{2}(q)$ не содержит токовых вкладов и описывает только распределение намагничивания в этих ядрах. Таким образом, $F_{T}^{2}(q)$ обозначим как $F_{M}^{2}(q)$

В качестве примера на рис. 5.6 показаны найденные значения $F_{M}^{2}(q)$ ядра ⁴⁹Ті и нормированный на них расчет мультипольных магнитных формфакторов, выполненный по одночастичной оболочечной модели. На рис. 5.7 в изометрической проекции показана поверхность, характеризующая спад на 90% от максимальной плотности намагниченности (точки 1 и 2) в ядре ⁴⁹Ті.



Глава 5. Функции отклика в исследовании атомных ядер

Рис. 5.6. Мультипольные магнитные формфакторы ядра ⁴⁹Ti: сплошная кривая – суммарный формфактор: *M*=*M*1+*M*3+*M*5+*M*7; открытые кружки – экспериментальные точки, полученные в работе [27]



Рис. 5.7. Распределение намагничивания в ядре ⁴⁹Ті

В результате из экспериментальных данных были получены значения магнитных моментов в приближении одночастичной оболочечной модели. Эти значения в ядерных магнетонах следующие:

 59 Co *M*7 = (3700 +1100 -800) ϕM^6 ;

5.5. Резонансы ядра ⁹Ве при высоких энергиях возбуждения

³⁹_{...}K $M3 = (0,485 \pm 0,50) \, \text{фm}^2;$

⁴⁹Ti $M7 = (2280 + 420 - 360) \ \phi M^6$.

5.5. Резонансы ядра ⁹Ве при высоких энергиях возбуждения

Исследование гигантских резонансов (ГР) с помощью функций отклика позволяет разделить их по типу возбуждения на резонансы: поперечные и кулоновские. Это разделение приводит к следующему методическому эффекту. В случае, когда собственные ширины резонансов и расстояние между ними по энергии величины одного порядка, то на спектре некоторые из пиков этих резонансов сливаются (см. рис. 5.1,а). Представление спектров в виде функций отклика приводит к тому, что часть пиков попадает в $R_{\rm T}$ -функцию, а другая часть – в $R_{\rm L}$ -функцию (см. рис. 5.1,6,в). В случае, когда близко расположенные по энергии пики оказываются в разных функциях отклика, каждый из них может в функции отклика принять вид более или менее изолированного пика, что позволяет определить энергию, ширину и формфактор соответствующего этому пику резонанса.

В работе [28] нами были получены функции отклика ядра ⁹Ве при $q \approx 0.9 \, \text{фм}^{-1}$. Затем, после вычитания из этих функций отклика вклада континуума КУРЭ, результат работы был представлен В виде структурных функций $F_{T/L}(q,\varepsilon) \approx R_{T/L}(q,\omega) Z^{-2} \zeta$ (рис. 5.8). В результате разложения *F*_{T/L}-функций на гауссоиды были найдены пики пяти поперечных ГР с энергиями возбуждения от 23,5 до 63 МэВ и пяти кулоновских ГР с энергиями возбуждения от 19,2 до 58 МэВ. Для четырех кулоновских ΓР определены мультипольность, изоспин процент исчерпания И энергетически взвешенных правил сумм. В работе впервые исследовано возбуждение электронами состояний ядра ⁹Ве с энергиями выше 20 МэВ. Существование резонансов с 20...30 МэВ энергией возбуждения подтверждается исследованиями других реакций на ядре ⁹Be (ENSDF, www.nndc.bnl.gov/ensdf/). Резонансы с более высокими энергиями возбуждения ранее вообще не наблюдались.



Глава 5. Функции отклика в исследовании атомных ядер

Puc. 5.8. Поперечная $F_{\rm T}(q,\varepsilon)$ и кулоновская $F_{\rm L}(q,\varepsilon)$ структурные функции ядра ⁹Ве

5.6. Функции отклика как тест для моделей нуклонного потенциала в ядрах

5.6.1. Энергетическое положение максимума пика КУРЭ в R_{T/L}-функциях и модели нуклонных потенциалов

В работах [4, 5, 29] обсуждалась связь энергетического положения максимума пика КУРЭ с моделями нуклонных потенциалов. Положение этого максимума записывается как $\varepsilon_A(q) = \omega_A(q) - \omega_H(q)$, где $\omega_A(q)$ и $\omega_H(q)$ – переданные энергии

соответственно максимумов пика КУРЭ и пика упругого рассеяния электрона на ядре водорода.

Расчеты *R*_L-функции пика КУРЭ, проведенные в работе [4] для ряда простых нуклонных потенциалов, показывали минимум в зависимости $\varepsilon_A(q)$. Полученные нами на ядрах ¹²С [30] и ⁶Li [31] экспериментальные значения ε_A , тоже имели минимум в их зависимости от переданного импульса. Однако в публикациях [30, 31] было предложено более простое, чем в [4]. объяснение этого явления. Так, с уменьшением переданного импульса пик КУРЭ смещается по ш в область энергий возбуждения ГР. Так как энергетическая ширина пика ГР может составлять несколько мегаэлектронвольт, а сечение в его максимуме сравнимо с сечением в максимуме пика КУРЭ, то при сближении этих пиков по энергии они сливаются, и тогда величина є_А, соответствующая максимуму наблюдаемого суммарного пика, будет отличаться от єд собственно пика КУРЭ. Этот эффект может усиливаться в случае измерений с низким энергетическим разрешением. Анализ данных показал, что при переданных импульсах $q < 1 \ \phi \text{M}^{-1}$ поведение $\varepsilon_{\text{A}}(q)$ должно полностью определяться вкладом в рассеяние одного из пиков ГР. Для этого случая нетрудно получить уравнение, определяющее энергетическое положение наблюдаемого пика КУРЭ:

$$\varepsilon_{A,P}(q) = \frac{q^2}{2M} \left(\frac{1}{A} - 1\right) + \varepsilon_P \tag{5.11}$$

где ε_p – свободный параметр, вариации которого обеспечивают подгонку расчетной кривой к экспериментальным данным.

Как видно из рис. 5.9, уравнение (5.11) описывает поведение экспериментальных значений $\varepsilon_A(q)$ при малых q и объясняет минимум этой величины. Столь хорошее согласие простого расчета с экспериментом представляется довольно убедительным аргументом в пользу предположения о резонансной природе зависимости $\varepsilon_A(q)$ при переданных импульсах менее 1,2 фм⁻¹. Тем не менее, для проверки этого вывода была исследована функция $\varepsilon_A(q)$ ядер, структура которых в наибольшей степени отличается от ядра ⁶Li. Были выбраны ядра ⁴He и ²H. Ядро ⁴He в противоположность ⁶Li не кластеризованное, сферическое, с нулевым спином. Ядро ²H в

продольной функции отклика не содержит резонансов, а в поперечной функции отклика – один припороговый узкий резонанс с $\varepsilon = 2,25$ МэВ. Этот резонанс может повлиять на значение $\varepsilon_A(q)$ при q < 1 фм⁻¹. Измерения на ядре ⁴He [32] были проведены при q = 0,8...1,64 фм⁻¹, и они показали, что переданным импульсам q < 1,5 фм⁻¹ соответствуют значения ε_A , которые описываются (5.11) так же хорошо, как и в случае ⁶Li (см. работу [31]). Данные по ε_A ядра ²H получены при q = 1...1,4 фм⁻¹ [33]. Как и ожидалось, в этом диапазоне переданных импульсов зависимость ε_A от q не имеет минимума и не описывается уравнением (5.11).



Рис. 5.9. ε_A – функция ядра ⁶Li. Экспериментальные значения получены при θ . 42° (наклонный крестик); 90° (кружки); 140° (квадратики). Штриховая линия – расчет по уравнению (5.11)

В расчетах работы [29] для ядерной материи и работ [5, 34] для ядер ⁴He, ¹²C соответственно использовался нуклонный потенциал Рейда с мягким кором, который на время публикации этих работ (1981–1982 гг.) считался одним из наиболее реалистических. Расчеты работ [5, 29, 34] показали, что энергетическое положение максимума пика

5.6. Функции отклика как тест для моделей нуклонного...

КУРЭ в $R_{\rm T}$ -функции ($\epsilon_{\rm A,T}$) и в $R_{\rm L}$ -функции ($\epsilon_{\rm A,L}$) может быть неодинаковым.

В результате наших измерений на ¹²С [35] впервые экспериментально обнаружено различие между $\varepsilon_{A,T}(q)$ и $\varepsilon_{A,L}(q)$ (рис. 5.10). На интервале $q = 1, 1...1, 25 \text{ фм}^{-1}$ среднее значение разности $\varepsilon_{A,T}(q) - \varepsilon_{A,L}(q)$ составило $\Delta \varepsilon_{A,(T-L)} = (11, 7\pm 2, 5)$ МэВ, т. е. с достоверностью около пяти стандартных ошибок положение по переданной энергии максимума пика КУРЭ в R_{T} -функции не совпадает с этим максимумом в R_{L} -функции². Как видно из рис. 5.10, экспериментальные значения $\varepsilon_{A,L}$ близки к расчету, использующему потенциал Рейда с мягким кором и коррелятором Ястрова, но не согласуются с ним по величинам $\varepsilon_{A,T}$.



Рис. 5.10. ε_{A} -функции ядра ¹²С. Закрытые и открытые кружки – экспериментальные значения $\varepsilon_{A,L}$ и $\varepsilon_{A,T}$ соответственно. Сплошные и штриховые линии – расчет $\varepsilon_{A,L}$ и $\varepsilon_{A,T}$, выполненный в работе [34] для потенциала Рейда с мягким кором. В расчете, обозначенным 1, использован коррелятор Осета, в расчете 2 – Ястрова

² Следует заметить, что \mathcal{E}_{A} ядра ⁶Li, приведенные на рис. 5.9, получены из измерений сечений под разными углами рассеяния и, следовательно, с различными вкладами в спектры R_{T} - и R_{L} -функций. Однако связанный с этим возможный разброс значений \mathcal{E}_{A} находится в пределах экспериментальных погрешностей (для ⁶Li оценка $\Delta \mathcal{E}_{A,(T-L)} < 3$ МэВ). Так как на рис. 5.9 вариации \mathcal{E}_{A} до 14 МэВ, то возможное различие $\mathcal{E}_{A,T}$ и $\Delta \mathcal{E}_{A,L}$ не имеет существенного значения для анализа зависимости \mathcal{E}_{A} от q.

Глава 5. Функции отклика в исследовании атомных ядер

5.6.2. Проявление в.н.н. потенциала в R_{T/L}-функциях

связи Приведенные выше исследования межли энергетическим положением максимума пика КУРЭ в R_{T/L}функциях и моделями нуклонных потенциалов являются попыткой решения частного случая более общей задачи расчета $R_{T/L}$ -функций ядра, исходя из той или иной модели внутриядерного нуклонного потенциала. Тестирование таких расчетов экспериментальными данными позволит отобрать те из них, которые основываются на наиболее реалистических моделях нуклонного потенциала. С 60-х годов прошлого века такие расчеты проводились неоднократно, но независимо от вида используемых потенциалов все они были далеки от экспериментальных данных. Только в 2003 году работа группы Дж. Орландини [36] привела к расчету $R_{T/L}$ -функций, которые неплохо согласовывались с данными эксперимента. Расчеты проводились на базе современных нуклонных потенциалов сначала для ядер ³H и ³He, а с 2007 года для ядра ⁴He [37]. В работе [37] расчеты сравнивались с данными лабораторий Сакле и Бейтс, которые получены при $q \ge 1,5 \text{ фм}^{-1}$. Интересной особенностью расчетов для ⁴Не было то, что их различие между собой, связанное с видом используемого потенциала, увеличивалось с уменьшением переданного импульса. Следовательно, для выбора модели нуклонного потенциала предпочтительно использовать данные, полученные при малых переданных импульсах.

В работе [38] мы определили экспериментальные значения $R_{\rm L}$ -функции ядра ⁴Не при q = 0.88...1,25 фм⁻¹ (рис. 5.11). На рис. 5.12 из работы [39] показано сравнение расчетов $R_{\rm L}$ -функций с нашими данными. Из этого рисунка видно, что приведенные на нем результаты расчетов с применением Аргонского потенциала AV18 и Массачусетского потенциала MIT-III практически одинаково согласуются с экспериментальными данными. Несколько меньшее согласие с экспериментом показывает расчет по AV18 с учетом вклада трехчастичных сил Урбана UIX.

Здесь следует сказать, что за время, прошедшее с момента публикации работы [38], нами была существенно улучшена методика обработки данных, в связи с чем мы планируем

пересмотр результатов измерений на ⁴Не с целью их уточнения.

Перспектива подобных исследований состоит в проведении расчетов $R_{T/L}$ -функций ядер изотопов лития, для сравнения с которыми мы располагаем экспериментальными значениями этих функций, полученных в широком диапазоне переданных импульсов.



Рис. 5.11. *R*_L-функция ядра ⁴Не: о – экспериментальные значения; кривые – экстраполяции данных в область больших переданных энергий [38]


Рис. 5.12. Расчёты R_L -функций ядра ⁴Не группы Дж. Орландини для нуклонных потенциалов: AV18 (штриховая линия), AV18+UIX (сплошная линия), MIT-III (штрихпунктирная линия). Экспериментальные точки – наши данные [38];а – частное сообщение, б – из работы [39]

5.7. Исследование ядер с помощью моментов функций отклика

Как сказано в предыдущем п. 5.6.2, до последнего времени корректный расчет $R_{T/L}$ -функций ядер не был возможен, и для сравнения теории с экспериментом применялись моменты этих функций. Расчет моментов функций отклика выполняется с помощью правил сумм. В этом методе не используется волновая функция конечного состояния системы, и поэтому результаты расчетов по правилам сумм являются наименее модельно-зависимыми. Со стороны же эксперимента имеется некоторая неопределенность в значениях получаемых моментов, что связано с необходимостью дополнения экспериментальных R-функций экстраполяцией их значений к $\omega = \infty$ (см. п. 5.3.1).

За последние 40 лет опубликовано немало расчетов $S_{T/L}$ -моментов. Однако экспериментальных значений этих моментов было получено относительно немного, что объясняется трудоемкостью необходимых измерений и значительными сложностями, возникающими при обработке данных. Результатом экспериментальных работ, как правило, было определение значений $S_L^{(0)}$ – нулевого момента R_L -функции, который обозначается S_L и называется KC. Экспериментальные значения KC 10 ядер от ²H до ²³⁸U найдены в основном при $q \ge 1,5 \text{ фм}^{-1}$ в лабораториях Сакле, Бейтс и СЛАК. При меньших переданных импульсах КС ядер ²H, ⁴He, ⁶Li, ⁷Li и ¹²С получены на ЛУЭ-300 в ХФТИ. Из перечисленных ядер КС изотопов лития получена впервые.

5.7.1. Ядро ²Н – обменные ядерные силы, поляризуемость ядра

В работе [11] были получены $R_{T/L}$ -функции ядра ²Н при $q = 1,05 \text{ фм}^{-1}$ (рис. 5.13) и, основываясь на них, определены значения КС и моментов $S_{T/L}^{(-1)}$, $S_T^{(0)}$, $S_{T/L}^{(1)}$, $S_{T/L}^{(2)}$ (в случае $S_{T/L}^{(2)}$ верхний предел интеграла $\omega_{\text{max}} = q$). КС ядра ²Н показана на рис. 5.14, момент $S_L^{(1)}$, найденный в работе [11] и из работ 1973 г. [41–43], – на рис. 5.15.

Экспериментальные значения момента $S_L^{(1)}$ впервые получены в работах [41, 42]. Для определения значений $S_L^{(1)}$ ядер ²H, ⁴He, ¹²C, ¹⁶O и ²⁷Al при $q = 1, 0...1, 7 \text{ фм}^{-1}$ в этих

Глава 5. Функции отклика в исследовании атомных ядер

работах использовались результаты измерений на ЛУЭ-2000 ХФТИ и данные [47, 48]. Немного позже значение $S_L^{(1)}$ было найдено для ²Н при $q = 1,5 \text{ фм}^{-1}$ в работе [43]. Все эти работы были инициированы расчетом $S_L^{(1)}$, который показал значительный вклад в этот момент от обменных ядерных сил [44].



Рис. 5.13. Функции отклика ядра ²Н при $q = 1,05 \text{ фм}^{-1}$: $\circ - R_{\text{L}}$ - и • $- R_{\text{T}}$ -функции

Хотя методики, использованные в [41–43], могли дать не более чем экспериментальную оценку величины $S_L^{(1)}$, тем не менее, найденные значения $S_L^{(1)}$ отличались на несколько стандартных ошибок от расчета, который не учитывал обменных сил, и были близки к результату расчета работы [44] в случае всех рассмотренных ядер, кроме $S_L^{(1)}$ ядра ²Н. В работе [11] была проведена ревизия данных [41–43], относящихся к ядру ²Н, и найдены поправки к значениям $S_L^{(1)}$, полученным в этих работах. После публикации [44] расчеты $S_L^{(1)}$ ядра ²Н были проведены в работах [8, 45, 46]. На рис. 5.15

показаны все экспериментальные и расчетные результаты по $S_{L}^{(1)}$ ядра ²H.



Рис. 5.14. КС ядра ²H; \circ и • – соответственно данные работ [40] и [11]; кривая – расчет из работы [8]

С учетом сделанных поправок характер зависимости от переданного импульса экспериментальных значений $S_L^{(1)}$ подобен тому, который дают теоретические расчеты. Приведенные данные позволяют выделить результаты расчетов работ [8, 45], а также [46], как более близкие к эксперименту. Однако в отношении последней работы надо заметить, что, несмотря на согласие с экспериментом, асимптотика этого расчета стремится к 0, тогда как теория определяет предел $S_L^{(1)}$ при $q \rightarrow \infty$ как 0,5.

Таким образом, с экспериментальными значениями $S_L^{(1)}$ согласуются расчеты работ [8] и [45]. Но сравнение расчета КС этих работ с экспериментальным значением S_L при $q = 1,05 \text{ фм}^{-1}$ показывает (см. рис. 5.14) расхождение на 2...3 стандартные ошибки. Хотя, конечно, сравнение с одним экспериментальным значением не является полноценным тестом расчета.

Глава 5. Функции отклика в исследовании атомных ядер

Обратный момент функций отклика характеризует поляризуемость атомного ядра. Расчеты обратного момента выполнены в модели ферми-газа [49] и в гидродинамической модели [50]. Обе эти модели не соответствуют малонуклонным ядрам, но ввиду отсутствия других расчетов используются здесь для теоретической оценки экспериментального значения $S_L^{(-1)}$. В результате найдено, что при $q = 1,05 \text{ фм}^{-1}$ расчет момента $S_L^{(-1)} = 0,045 \text{ МэB}^{-1}$ [49] и $S_L^{(-1)} = 0,09 \text{ МэB}^{-1}$ [50], а его экспериментальное значение – (0,090±0,017) МэВ⁻¹, т. е. расчетные оценки согласуются (учитывая их разброс) с экспериментом.



Рис. 5.15. Первый момент продольной функции отклика ядра ²H, нормированный на $q^2/(2M)$. Представление данных в ядерной системе координат: □ – [41, 42], Δ – [43], соответственно \bigcirc и \diamondsuit – эти же данные после введения поправки; ● – значение, полученное в работе [11]. Кривые – результаты расчетов работ: (—) [44], (- -) [45], (-·-·-) [8] и (····) [46]

5.7.2. Ядро ⁴Не – проявление нуклонного потенциала в КС

Экспериментальные значения КС ядра ⁴Не получены при $q \ge 1,5 \, \text{фm}^{-1}$ в лабораториях Бейтс [16] $(q = 1, 5...2, 5 \, \text{фm}^{-1})$, Сакле [15] $(q = 1, 5...3, 2 \, \text{фm}^{-1})$ и СЛАК [51] $(q = 5, 3 \, \text{фm}^{-1})$. Данные экспериментов показаны на рис. 5.16, где также приведен расчет КС ядра ⁴Не из работы [8], который базируется на модели Аргонского нуклонного потенциала с трехчастичным взаимодействием Урбана (потенциал AV18+UIX). Этот расчет выполнен в традиционном подходе правил сумм, и при больших переданных импульсах приводит к постоянным значениям $S_L = 1$.



Рис. 5.16. КС ядра ⁴Не. Обозначения и источники экспериментальных данных и расчета показаны на рисунке. Штриховая прямая соответствует теоретическому значению плато $S_{\rm L} = 1$; точечная прямая – плато, показываемое экспериментальными точками

Как видно на рис. 5.16, расчетная кривая расходится с экспериментом при q > 2,2 фм⁻¹, где данные выходят на плато

со значениями $S_L < 1.^3$ Если расчет явно не описывает данные при переданных импульсах $q > 2,2 \, \text{фm}^{-1}$, то исследовать проявление в КС некоторой модели нуклонного потенциала, по-видимому, следует в области значительно меньших переданных импульсов, чем $2,2 \, \text{фm}^{-1}$, т. е. там, где можно ожидать, что не учитываемый в расчете эффект ненасыщения правил сумм (ННПС) отсутствует. Такой областью можно считать $q = 0,88...1,25 \, \text{фm}^{-1}$, в которой нами получены значения КС [38]. Из рис. 5.16 видно, что эти данные не противоречат результатам работ [15, 16] и хотя близки к расчету [8], но систематически немного превышают его. Это указывает на то, что используемая в расчете модель нуклонного потенциала AV18+UIX неточна. В связи с этим напомним, что из рис. 5.12 п. 5.6.2, где сравниваются расчетные и экспериментальные R_L -функции ядра ⁴Не, можно сделать такой же вывод относительно этой модели нуклонного потенциала.

5.7.3. Ядро ⁴Не – оценка вклада мезонных обменных токов в S_т⁽⁰⁾-момент

Согласно работе [52] $S_{\rm T}^{(0)}$ -момент можно представить в виде

$$S_{\rm T}^{(0)}(q) = S_{\rm T}^{\rm KYP9}(q) + S_{\rm T}^{\rm KT\Pi}(q) + S_{\rm T}^{\rm MOT}(q), \qquad (5.12)$$

где $S_{\rm T}^{\rm KYP\ni}(q)$ – вклад от КУРЭ на нуклонах ядра, $S_{\rm T}^{\rm KT\Pi}(q)$ – от рассеяния на конвекционных токах протонов (КТП) и $S_{\rm T}^{\rm MOT}(q)$ – от рассеяния на мезонных обменных токах (МОТ). В этой работе найдены уравнения для расчета вкладов $S_{\rm T}^{\rm KYP\ni}(q)$, $S_{\rm T}^{\rm KT\Pi}(q)$. Обозначим $S_{\rm T}^{\rm P}(q)$ расчет $S_{\rm T}^{\rm KYP\ni}(q) + S_{\rm T}^{\rm KT\Pi}(q)$, а $S_{\rm T}^{\circ}(q)$ – экспериментальные значения $S_{\rm T}^{(0)}(q)$. Следуя (5.12),

$$S_{\rm T}^{\rm MOT}(q) = (D(q) - 1) S_{\rm T}^{\rm P}(q),$$
 (5.13)

где $D(q) = S_T^{\ni}(q)/S_T^{P}(q)$. В работе [53] из измерений $S_T^{\ni}(q)$ ядра ⁴Не при $q = 1, 5...2, 5 \text{ фм}^{-1}$ работы [15] с помощью (5.13) найдено $D_{1,5...2,5} = 1, 1...1, 2$.

³ Обнаруженный в эксперименте эффект ННПС. Он наблюдается в КС всех ядер с $A \ge 4$, измеренных в Сакле и Бейтс. Его обсуждение в п. 5.7.7.

В нашей работе [54] из измерений рассеяния электронов под углом $\theta = 160^{\circ}$ были получены значения момента $S_{T}^{(0)}$ (или S_{T}^{-9}) ядра ⁴Не в диапазоне $q = 0,75...1,5 \text{ фм}^{-1}$ (рис. 5.17). Применяя тот же метод, что и в [53], мы в работе [55], основываясь на данных [54], получаем $D_{0,75...1,5} = 1,06\pm0,09$, т. е. определяем верхний предел относительного вклада МОТ в $S_{T}^{(0)} - D_{0,75...1,5} < 1,15$.



Рис. 5.17. $S_{T}^{(0)}$ – момент ядра ⁴Не. \circ – экспериментальные данные работы [54] с параметром экстраполяции $\alpha = 3$; • – эти же данные с $\alpha = 2,2$. Линии – расчет $S_{T}^{(0)}$ -момента без вклада МОТ по уравнениям [52] с параметрами $\langle T \rangle = 56$ МэВ (штриховая) и 78 МэВ (сплошная)

Однако значение S_T^{\ni} содержит вклад от области экстраполяции R_T -функции. Этот вклад в данных работы [16] – около 3%, а в данных [54] – в среднем 15%. Как отмечено выше (см. п. 5.3.1), для экстраполяции $R_{T/L}$ -функций использовалась степенная функция, содержащая параметр α . На время написания работы [55] были известны экспериментальные значения этого параметра ($\alpha = 2, 8...2, 9$ для ²H [13] и $\alpha = 3...4$ для ³He) [9]. Поэтому в работе [54] было принято $\alpha = 3...4$, а в [55] использовались значения $S_T^{\ 9}$ с $\alpha = 3$. Позднее в работе [14] для ⁴He было получено $\alpha = 2, 2$. Для пересчета величины D_1 из $S_{T,1}^{\ 9}$ со значением $\alpha = \alpha_1 \ \kappa \ D_2$ из $S_{T,2}^{\ 9}$ с $\alpha = \alpha_2$ нетрудно получить выражение

$$D_2 = D_1 \left[1 + \delta_1 \left(\frac{\alpha_1 - 1}{\alpha_2 - 1} - 1 \right) \right], \tag{5.14}$$

где δ_1 – доля $S_{T,1}^{9}$, которая определяется экстраполяцией экспериментальной функции отклика. В случае данных из работ [54, 55] применение выражения (5.14) к найденному значению $D_{0,75...1,5}$ для перехода к $\alpha_2 = 2,2$ дает $D_{0,75...1,5} = 1,11\pm0,07$, что практически совпадает с результатом работы [53] для $q = 1,5...2,5 \text{ фм}^{-1}$.

5.7.4. Ядро¹²С – вклад корреляций Паули в КС

Согласно расчетам в области $q \le 1,5 \text{ фм}^{-1}$ должны быть значительные вклады в КС от нуклонных корреляций. При этих переданных импульсах данные по КС есть для ядер ⁴Не [38], ⁶Li [12] и ¹²С [2, 3, 15]. Однако точность экспериментальных КС ядра ⁴Не [38] не достаточна для выявления вклада нуклонных корреляций (рис. 5.18), а соответствующих расчетов КС ядра ⁶Li в настоящее время нет. Для ядра ^{г2}С такие расчеты выполнены в работе [7] на базе оболочечной с осцилляторным модели потенциалом. Экспериментальные данные по КС ядра¹²С были получены в следующих диапазонах переданных импульсов: $q=0,38\ldots 0,81 \text{ фм}^{-1}$ [2], $q=0,97 \text{ фм}^{-1}$ [3] и $q=1,01\ldots 2,79 \text{ фм}^{-1}$ [15]. Относительно работ [2] и [3] надо сказать, что они являлись одними из первых, в которых найдены значения КС. Но данные этих работ имеют большие погрешности и, кроме того, в них содержится до 44% вклада от модельного расчета сечения. Точка при $q = 1,01 \text{ фм}^{-1}$ из работы [15] сомнительна, выпадает из последовательности так как остальных экспериментальных точек (рис. 5.19). Из всего этого следует, что для проверки расчетов КС ядра ¹²С были необходимы дополнительные данные В районе $q = 1 \ \text{$\oplus M^{-1}$}.$



Рис. 5.18. КС ядра ⁴Не [38] и расчет КС из [8] с вкладом короткодействующих протонных корреляций (сплошная кривая) и без (пунктирная кривая)

Эти данные были получены на линейном ускорителе ЛУЭ-300 ННЦ ХФТИ при переданных импульсах 0,95...1,35 фм⁻¹ [56].

На рис. 5.19 видно, что при $q = 2 \text{ фм}^{-1}$ расчет работы [7] выходит на плато $S_L = 1$, а экспериментальные точки [15] при $q \ge 1,8 \text{ фм}^{-1}$ показывают плато $S_L \approx 0,82$, т. е. ситуация подобна той, что рассмотрена в п. 5.7.2 для ядра ⁴Не. Согласно выводам этого подпункта в рассматриваемом случае сравнение расчета с экспериментом имеет смысл в окрестности $q = 1 \text{ фм}^{-1}$ или $q < 1 \text{ фм}^{-1}$. Рис. 5.19 показывает, что при $q = 0,95...1,20 \text{ фм}^{-1}$ с данными работы [56] согласуется расчет КС, учитывающий короткодействующие корреляции и корреляции Паули. Как следует из расчета [7], при $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$ вклад в КС короткодействующих корреляций незначителен, а корреляций Паули велик. Из этого можно сделать вывод, что с экспериментом согласуется расчет КС, который содержит вклад корреляций Паули.

Глава 5. Функции отклика в исследовании атомных ядер



Рис. 5.19. КС ядра ¹²С. х – данные [2], Δ – [3], \Box – [15], • – [56]. Расчеты КС из работы [7] выполнены в модели гармонического осцилляторного потенциала ядра: -···· – без учета корреляций, – – – с учетом корреляций Паули, — – с включением в последний расчет протон-протонных короткодействующих корреляций. Сплошная горизонтальная прямая $S_L = 1$ – предполагавшееся плато КС. Точечная прямая – экспериментально найденное плато значений S_L при $q > 1,8 \text{ фм}^{-1}$

Отметим значение этого вывода для исследования короткодействующих корреляций. Для этого рассмотрим вопрос о возможности выявления короткодействующих значениях КС корреляций в экспериментальных при $q \approx 0.5 \text{ фм}^{-1}$. Соответствие эксперименту расчета, в котором вклады суммируются, не является строгой проверкой такого расчета, так как в этом случае возможна компенсация ошибки расчета одного вклада ошибкой в расчете другого. Расчет КС с учетом двух корреляций относится к указанному выше типу расчетов. При $q = 1 \ \text{фм}^{-1}$ точность расчетного вклада короткодействующих корреляций не имеет значения ввиду его относительной малости по сравнению с вкладом корреляций Паули. Согласно расчету [7] в окрестности $q = 0.5 \text{ фм}^{-1}$ вклад корреляций Паули уменьшает КС вдвое, а короткодействующие корреляции изменяют этот результат еще на 20...30% (см. рис. 5.19). Обозначим расчет КС с учетом корреляций Паули

как $S_{L,1}$, а экспериментальное значение – как $S_{L,3}$. Тогда вклад короткодействующих корреляций в КС определит разность $S_{L,1} - S_{L,3}$. Так как расчет величины $S_{L,1}$ проверен в работе [56], то указанная разность при переданном импульсе 0,5 фм⁻¹ может рассматриваться как корректно определенное значение вклада в КС короткодействующих корреляций.

5.7.5. Кулоновская энергия атомных ядер

Существовавшие до 1977 года экспериментальные данные по кулоновским энергиям атомных ядер представляли собой разности кулоновских энергий изобар и были получены на основе предположения о точной изотопической инвариантности (см., например, [57]). В 1973 году в работе [17] с помощью правил сумм было получено безмодельное уравнение, связывающее полную кулоновскую энергию ядра с данными, получаемыми в экспериментах по рассеянию электронов. Это уравнение можно представить в следующем виде:

$$E_{coul} = \frac{e^2}{\pi} \left[\int_{0}^{\infty} F_{el}^2(q) \left(1 + \frac{q^2}{4M^2} \right) dq + \int_{0}^{\infty} \left(S_L(q) - 1 \right) Z G_{E,p}^2(q^2) dq \right].$$
(5.15)

Здесь $F_{el}(q)$ – формфактор основного состояния ядра с нормировкой на единичный заряд *е* (далее просто «формфактор»). Остальные обозначения такие же, как и в (5.2).

Первый из двух интегралов рассчитывает кулоновскую энергию ядра с реальным распределением плотности заряда в ядре. Второй интеграл учитывает уменьшение кулоновской энергии из-за конечных размеров протонов, а именно из взаимодействия между ДВУМЯ соседними протонами исключаются заряды из пространства частичного перекрытия их зарядовых распределений. Энергия, представляемая вторым интегралом, названа автором работы [17] обменной кулоновской энергией. Надо отметить, что (5.15) позволяет непосредственно из экспериментальных характеристик ядра определить его кулоновскую энергию и ее обменную часть, не используя при этом модели распределения заряда в ядре. Для применения этого уравнения необходимы значения КС в

широком диапазоне переданных импульсов начиная от $q = 0.5...0,7 \text{ фм}^{-1}$.

Впервые определение кулоновской энергии атомного ядра с помощью уравнения (5.15) было выполнено нами для случая ⁶Li. В результате измерений на ускорителе электронов ЛУЭ-300 ННЦ ХФТИ были найдены значения S_L ядра ⁶Li при $q = 0.45...1,45 \text{ фm}^{-1}$. На рис. 5.20а показаны произведения S_L на $ZG_{E,p}^{-2}(q^2)$ и функция $ZG_{E,p}^{-2}(q^2)$. Разность этих данных является подынтегральной функцией второго интеграла из уравнения (5.15). В качестве подынтегральной функции первого интеграла использована аппроксимация экспериментальных значений формфактора ядра ⁶Li работы [58]. Из рис. 5.20а видно, что верхний предел первого интеграла можно принять равным 2 фм⁻¹, а второго – 1,5 фм⁻¹.

После подстановки этих данных в уравнение (5.15) находим $E_{\text{coul}}(^{6}\text{Li}) = (1,6 \pm 0,1)$ МэВ [59].

Ядро ⁶Li является кластеризованным. Величина кулоновской энергии ядра зависит от степени его кластеризации. Для ядра ⁶Li эта зависимость была рассчитана В.Д. Эфросом в [59], и с ее помощью найдено, что полученной кулоновской энергии соответствует кластеризация, которая характеризуется параметром изолированности⁴ ($x = 0,3 \pm 0,1$).

Полученное значение x согласуется с результатами (е,е' α)экспериментов (см., например, [60]).

Позднее подобные работы были выполнены для ядер ¹²С [61], ⁴He [62], и в результате получены следующие значения кулоновской энергии: $E_{coul}(^{4}\text{He}) = (1,07\pm0,08) \text{ МэВ}; E_{coul}(^{12}\text{C}) = (7,97\pm0,12) \text{ МэВ}.$

⁴ Параметр изолированности *x* определяется перекрытием волновых функций кластеров в ядре и служит характеристикой степени, в которой эти кластеры сформированы как отдельные образования внутри ядра. Значение *x* варьируется в интервале от x = 1 (когда оболочечная модель соответствует ядру, например, ⁴He) до x = 0 (предельный случай кластерной модели ядра).

5.7. Исследование ядер с помощью моментов функций отклика



Рис. 5.20а. Подынтегральные функции уравнения (5.15) для ⁶Li: произведения $S_{\rm L}(q)ZG_{\rm E,p}{}^2(q^2)$ обозначены кружками, сплошная линия аппроксимирует эти точки; штриховая линия – $F_{\rm el}{}^2(q)$ ядра ⁶Li из [59]; штрихпунктирная линия – $ZG_{\rm E,p}{}^2(q^2)$

Рассмотрим особенности работ [61, 62] и значимость полученных в них результатов.

Работа [61] по определению кулоновской энергии ядра ¹²С опубликована в 1985 году. На рис. 5.206 приведены подынтегральные функции уравнения (5.15) для случая ядра ¹²С [61]. В первом интеграле (5.15) использован формфактор ŹС, полученный в работе 1982 года [18]. Как показано в [19], экспериментальные значения формфактора в [61] завышены на 2,8% (см. п. 5.3.2). Коррекция работы [61] на эту поправку приводит к $E_{coul}(^{12}C) = (7,68\pm0,12)$ МэВ. Во втором интеграле при больших переданных импульсах используются значения $S_{\rm L}$ из работы 1983 года [63]. Эти значения при $q = 3 \, \text{фm}^{-1}$ приводят подынтегральную функцию второго интеграла к нулю (см. рис. 5.20б). Более поздние измерения S_L ядра ¹²С [15] показали, что при $q > 2 \, \phi M^{-1}$ экспериментальные значения $S_L < 1$ (эффект ННПС). Таким образом, вопрос о правильности найденного значения $E_{coul}(^{12}C)$ зависит от того, какие из измерений SL являются истинными.



Рис. 5.20б. Подынтегральные функции уравнения (5.15) для ¹²С. Верхняя линия аппроксимирует значения $F_{\rm el}^2(q)$ ядра ¹²С из [18]; нижняя – данные, в которых значения $S_{\rm L}$ из [2] (наклонные крестики), [61] (кружки) и [63] (квадратики)

Результаты работы по кулоновской энергии ядра ⁴He [62] опубликованы в 2007 году. Использовавшиеся в этой работе величины $F_{\rm el}^2$ и $S_{\rm L}$ показаны на рис. 5.20в. Здесь при больших переданных импульсах значения $S_{\rm L}$ брались из работы 2003 года [64], где эти данные были получены авторами исходя из собственной интерпретации измерений Сакле [15] и Бейтс [16]. В этой работе с ростом *q* величина $S_{\rm L}$ стремится к 1, тогда как согласно трактовке авторов этих измерений [15, 16] при $q > 2 \, \text{фm}^{-1}$ экспериментальные $S_{\rm L}$ выходят на постоянное значение $S_{\rm L} \approx 0.9$ (см. рис. 5.16).

Таким образом, как и в случае с $E_{coul}({}^{12}C)$, полученное в работе [62] значение $E_{coul}({}^{4}He)$ можно считать правильным, если справедливо отрицание эффекта ННПС⁵.



Рис. 5.20в. Подынтегральные функции (5.15) для ⁴Не. Точечная линия аппроксимирует значения $F_{el}^2(q)$ ядра ⁴Не из [16], сплошная – расчет [4]; закрытые кружки – данные, в которых значения S_L из [38]; открытые кружки – [64]

Если исходить из реальности ННПС, то этот эффект, согласно эксперименту и гипотезам о его физике, должен наблюдаться на всех ядрах, кроме $A \le 3$, ⁶Li, ⁷Li и, возможно, ⁹Be. Другими словами, только в случае этих нескольких ядер

⁵ Конечно, такое условное определение величины кулоновской энергии ядра кажется странным, но эта ситуация является следствием не менее удивительного разного понимания результатов измерений Сакле и Бейтс научным сообществом.

подынтегральная функция второго интеграла выходит на нуль при конечном значении $q \le 2 \text{ фм}^{-1}$.

Если в функции $S_L(q)$ наблюдается ННПС, то второй интеграл (5.15) можно представить как

$$I_{2} = I_{2,a} + I_{2,b},$$

$$I_{2,a} = \frac{e^2}{\pi} \int_0^2 (S_L(q) - 1) Z G_{E,p}^2(q^2) dq,$$

$$I_{2,b} = \frac{e^2}{\pi} \int_2^\infty (S_{L,0} - 1) Z G_{E,p}^2(q^2) dq.$$
(5.16)

где

Здесь интеграл $I_{2,a}$ – часть второго интеграла (5.15), численное значение которой близко случаю отсутствия ННПС; интеграл $I_{2,b}$ можно рассматривать как поправку на ННПС. Величина $S_{L,0}$ в интеграле $I_{2,b}$ – постоянное значение $S_L(q)$ при q > 2 фм⁻¹. Для оценки величины $I_{2,b}$ воспользуемся представлением $G_{E,p}(q^2)$ дипольной формулой и после интегрирования получим

$$I_{2,b} = 0,2453(S_{L,0} - 1)Z, M \ni B.$$
 (5.17)

Для ⁴Не, согласно [15, 16], $S_{L,0} = 0.9$ и в соответствии с формулой (5.17) $I_{2,b} = -0.05$ МэВ. Для ¹²С $S_{L,0} = 0.82$ [15] и $I_{2,b} = -0.26$ МэВ. Эти поправки численно совпадают с полученными в работе [65]. Запишем кулоновскую энергию ядер ⁴Не и ¹²С с учетом ННПС и (в скобках) без этого эффекта:

$$E_{\text{coul}}(^{4}\text{He}) = (1,02 \ (1,07) \pm 0,08) \text{ M}_{9}\text{B};$$

 $E_{\text{coul}}(^{12}\text{C}) = (7,42 \ (7,68) \pm 0,12) \text{ M}_{9}\text{B}.$

5.7.6. Изотопический эффект в сечениях и S₇⁽⁰⁾-моменте ядер ⁶Li и ⁷Li

Электродезинтеграция атомного ядра происходит через возбуждение ГР и КУРЭ на нуклонах ядра. Проявление этих процессов в поперечной функции отклика менее исследовано, чем в случае продольной функции.

В нашей работе [66] приводятся результаты измерений электродезинтеграции ядер ⁶Li и ⁷Li, выполненных на ЛУЭ-300 при начальной энергии электронов

 $E_0 = (104...260)$ МэВ и угле рассеяния $\theta = 160^\circ$. В этих условиях вклад $R_{\rm T}$ -функции в сечение оценивается в 90...95%. Что же касается $R_{\rm L}$ -функций, то у изотопов они не должны заметно отличаться друг от друга в области КУРЭ, на которую приходится 70...95% сечения электродезинтеграции. Таким образом, если суммарное сечение неупругого рассеяния при данном E_0 и $\theta = 160^\circ$ обозначить σ , то изотопический эффект в этих сечениях ($\gamma_{\sigma} = \sigma(^7 {\rm Li}) / \sigma(^6 {\rm Li})$) с хорошей точностью равен изотопическому эффекту в $S_{\rm T}$ -моменте ($\gamma_{\rm s} = S_{\rm T}(^7 {\rm Li}) / S_{\rm T}(^6 {\rm Li})$).

В работе применена методика относительных измерений, которая исключает основные экспериментальные погрешности, кроме статистических, и ошибки в измерении толщины мишеней. Этот подход называется «точка в точку», и он широко применялся в исследованиях упругого рассеяния электронов на ядрах (см., например, [67]). Методика такого эксперимента состоит в последовательном чередовании экспозиций измерений на двух или более мишенях сравниваемых нуклидов. Отметим, что случаев применения этой методики для исследования электродезинтеграции нам неизвестно, и эта работа, по-видимому, является первым опытом такого рода измерений.

В результате обработки данных получено девять пар спектров электронов, рассеянных на ядрах ⁶Li и ⁷Li. На рис. 5.21 приведена одна из пар измеренных спектров. На рис. 5.22 показано отношение сечений для энергий возбуждения $\varepsilon > 4$ МэВ, которое, как показано выше, является отношением $S_{\rm T}$ -моментов, обозначенное $\gamma_{\rm s}$, а также на этом рисунке приведены величины γ для разных участков спектров и расчет γ для КУРЭ. Этот расчет выполнен в приближении рассеяния электронов на ядре, как на сумме составляющих его свободных нуклонов:

$$\gamma_0 = \frac{Z_2 \mu_p^2 + N_2 \mu_n^2}{Z_1 \mu_p^2 + N_1 \mu_n^2},$$
(5.18)

где в рассматриваемом случае $Z_1 = Z_2 = 3; N_1 = 3; N_2 = 4$ и отсюда $\gamma_0 = 1,106.$



Глава 5. Функции отклика в исследовании атомных ядер

Рис. 5.21. Спектры электронов, рассеянных на ядрах изотопов лития: точки с погрешностями – данные по ядрам ⁶Li, открытые кружки – по ядрам ⁷Li. Погрешности данных по ядрам ⁷Li такие же, как и по ⁶Li

Из спектров, приведенных на рис. 5.21, можно видеть, что при $\varepsilon > 32$ МэВ практически есть только вклад КУРЭ, и поэтому величина γ_3 характеризует этот процесс. Сечение КУРЭ при $q < 1,5...2,0 \text{ фm}^{-1}$ подавляется взаимодействием в конечном состоянии (ВКС) выбиваемых нуклонов с ядром остатком. Так из-за ВКС при $q \approx 1 \text{ фm}^{-1}$ сечение КУРЭ уменьшается приблизительно в два раза (см., например, [28, 30]). Как показывают экспериментальные данные (рис. 5.22,6), отношение γ_3 в интервале $q = 0,9...2,3 \text{ фm}^{-1}$ неизменно и с точностью 1...2% равно γ_0 . Это может быть в случае или отсутствия ВКС, или если ВКС одинаково проявляется в обоих изотопах. Однако ВКС зависит от плотности нуклонов, которая в ядрах ⁷Li больше, чем ⁶Li в 1,4 раза [68]. Отсюда

можно заключить, что в исследованном диапазоне переданных импульсов заметного проявления ВКС при $\varepsilon > 32$ МэВ не наблюдается.



Рис. 5.22. Зависимость отношения сечений γ ядер ⁷Li и ⁶Li от переданного импульса q: γ_s для $\varepsilon > 4$ МэВ (а); γ_3 для $\varepsilon > 32$ МэВ (б); γ_2 для $\varepsilon = 20...32$ МэВ (в); $\gamma_1(q)$ для $\varepsilon = 4...20$ МэВ (г). Штриховая прямая – расчет γ_0 для КУРЭ

Из измерений на ⁴Не (см. п. 5.7.3) вклад в *S*_T-момент МОТ около 10...20%, и можно было бы ожидать, что подобный вклад возможен и в случае ядер ⁶Li, ⁷Li. Если это так, то из равенств $\gamma_s = \gamma_0 \pm 0,015$ при $q \ge 1,5$ фм⁻¹ и $\gamma_3 = \gamma_0 \pm 0,01$ при q > 0,9 фм⁻¹ следует, что вклады МОТ в *S*_T-моменты ядер ⁶Li и ⁷Li могут отличаться друг от друга в пределах 20%.

В диапазоне $\varepsilon = 20...32$ МэВ в сечении доминирует вклад КУРЭ. Рис. 5.22, в показывает, что при $q < 1.6 \text{ фм}^{-1}$ наблюдается неравенство $\gamma_2 < \gamma_0$, как и должно быть при

проявлении ВКС в ядрах с различной плотностью нуклонов, как в случае изотопов лития.

5.7.7. Аномальные значения КС ядер ⁶Li и ⁷Li

Из экспериментальных работ по КС проведенные нами исследования ядер ⁶Li и ⁷Li [12, 69] представляются одними из наиболее интересных. Это следует из того, что все ядра с A > 3, для которых были получены экспериментальные значения КС, являются сферическими (кроме ²³⁸U) и по сравнению с ядрами ^{6,7}Li практически не кластеризованными, т. е. они по этим характеристикам отличаются от изотопов лития. Кроме этого, средняя плотность нуклонов в ядрах изотопов лития меньше, чем в любом из этих ранее исследованных ядер.

Отметим некоторые методические особенности рассматриваемой работы.

1. Для повышения точности абсолютизации данных были увеличены, по сравнению с принятыми в наших предыдущих работах, количество и статистика измерений упругого рассеяния электронов на ядрах ¹²С. При абсолютизации этих измерений учитывалась поправка к эталонным данным [18], найденная в работе [19].

2. Учет влияния на результаты измерений присутствия в мишенях изотопных примесей выполнен по методике работы [21]. Вследствие очень небольших различий в характеристиках ядер ⁶Li и ⁷Li (рис. 5.23) это влияние было незначительным: порядка 0,1% в S_L и менее 1% в S_T . Тем не менее, проведенный количественный расчет поправки на изотопную нечистоту мишеней снял вопрос о достоверности результатов эксперимента.

3. В определение момента функции отклика (5.2) входит квадрат электрического формфактора протона $G_{\rm Ep}^{2}(q_{\mu}^{2})$. Для расчета этой величины в работах [12, 38, 69, 75] вместо дипольной формулы было применено уравнение из работы [70], что при $q = 1, 0...1, 6 \, \text{фm}^{-1}$ изменило значения $S_{\rm L}$ на 1...2,5%.



Рис. 5.23. Продольные функции отклика изотопов лития

На рис. 5.24 показаны полученные значения КС. Прежде всего, надо отметить:

хорошее согласие данных первого [59] и последнего
 [12] экспериментов на ядрах ⁶Li;

– с точностью погрешности измерений близость значений $S_{\rm L}(^{6}{\rm Li})$ и $S_{\rm L}(^{7}{\rm Li})$ при $q \ge 1,25$ фм⁻¹, что подобно наблюдаемому равенству $S_{\rm T}$ -моментов этих ядер (см. п. 5.7.6).

Рассмотрим основные результаты исследования изотопов лития⁶.

А. Момент $S_L(q)$ растет с увеличением переданного импульса до некоторого $q = q_p$, после которого его значение не изменяется (функция $S_L(q)$ выходит на плато). Такое поведение $S_L(q)$ характерно для всех исследованных ядер с $A \le 56$ (для

⁶Интересно отметить, что обсуждаемые здесь особенности КС изотопов лития можно видеть в значениях S_L ядра ⁶Li работы [59]. Однако в 1977 году, когда была опубликована эта работа, найденные значения S_L ⁶Li не с чем было сравнивать, так как в то время еще не было систематики данных по КС разных ядер, которая появилась после 1979 года благодаря работам лабораторий Сакле и Бейтс.

²⁰⁸Рb и ²³⁸U данных недостаточно). В работах [12, 69, 75] было найдено, что S_L ядер ⁶Li и ⁷Li выходит на плато при гораздо меньших переданных импульсах, чем S_L других ядер.



Рис. 5.24. КС изотопов лития: треугольники – первые измерения на ядре ⁶Li [59]; кружки – последние измерения на ядре ⁶Li (открытые кружки – данные, опубликованные в работе [12], закрытые – предварительные данные); наклонные крестики – измерения на ядре ⁷Li [69, 75] (погрешности не показаны, они такие же, как и для данных [12]).

Примечание. Усы при открытых кружках – это сумма статистической и систематической погрешностей. Систематические погрешности показаны широкой шляпкой на линии суммарного уса

Для дальнейшего обсуждения вопроса выхода на плато $S_{\rm L}$ различных ядер формализуем определение величины $q_{\rm p}$. Пусть переданный импульс $q_{\rm p}$ соответствует точке пересечения двух прямых, одна из которых аппроксимирует значения $S_{\rm L}$ перед их выходом на плато начиная от 2/3 $S_{\rm L,0}$, а другая – значения $S_{\rm L} = S_{\rm L,0}$ на самом плато. На рис. 5.25 в качестве примера показано определение $q_{\rm p}$ для $S_{\rm L}(q)$ ядер ⁴Не и ⁷Li.



Рис. 5.25. S_L -момент ядер ⁴Не и ⁷Li. • – $S_L(q)$ ядра ⁴Не из [15, 16, 38]; х – $S_L(q)$ ядра ⁷Li из [69, 75]; штриховые стрелки показывают переданный импульс q_p , при котором величина $S_L(q)$ выходит на плато



Рис. 5.26. Переданный импульс q_p ядер с атомной массой А

Экспериментальные S_L , полученные в работах [12, 15, 16, 38, 56, 69, 71, 72, 75], позволили найти импульсы q_p для $S_L(q)$ ядер ⁴He, ^{6,7}Li, ¹²C, ^{40, 48}Ca, ⁵⁶Fe (рис. 5.26). Из этого рисунка видно, что по величине q_p ядра можно разделить на две группы: ^{6,7}Li, у которых $q_p \approx 1,3 \text{ фм}^{-1}$, и ⁴He, ^{40, 48}Ca, ⁵⁶Fe с $q_p \approx 2,0 \text{ фм}^{-1}$. Такая группировка ядер по q_p совпадает с разделением их по кластеризации. Первая группа – изотопы

лития, ядра которых относятся к наиболее кластеризованным, что характеризуется их параметром изолированности (x = 0, 3...0, 5 [59, 73, 74]). Вторая группа состоит из некластеризованных ядер (x = 1). В этой картине ядро ¹²С, кластеризация которого считается средней (x = 0, 7...0, 8 [73, с. 368]), имеет $q_p = 1,65 \text{ фм}^{-1}$, т. е. по этому параметру ядро ¹²С находится между рассматриваемыми группами, что согласуется с гипотезой о зависимости величины q_p от степени кластеризации ядра.



Рис. 5.27. Экспериментальные значения и расчеты S_L ядер изотопов лития: сплошные линии – результаты расчетов из работы [75], экспериментальные данные те же, что и на рис. 5.24 и обозначены как на этом рисунке

В случае ядер ⁶Li и ⁷Li аргументом в пользу рассматриваемой гипотезы является расчет $S_L(q)$ этих ядер, выполненный В.Д. Эфросом с использованием кластерной модели [75]. Для ядра ⁶Li рис. 5.27,а показывает хорошее согласие расчета с экспериментальными данными и, тем самым, подтверждает экспериментальное значение импульса q_p . В случае же ядра ⁷Li (см. рис. 5.27,б) наблюдается только качественное соответствие расчета эксперименту. Тем не

менее, для ⁷Li расчетное значение $q_p \approx 1.5 \text{ фм}^{-1}$ ближе к его экспериментальному – $q_p = 1.2 \text{ фм}^{-1}$, чем к расчетному и экспериментальному – $q_p > 2 \text{ фм}^{-1}$ для ядра ⁴He (см. рис. 5.16, 5.25).

Б. Как показано выше, при переданных импульсах больше 1,35 фм⁻¹ КС ядер ^{6,7}Li с точностью до погрешностей постоянны $S_{\rm L} = S_{\rm L,0}$. Экспериментальные значения этой величины для ядер изотопов лития получены в работах [12, 69]: ⁶Li – на интервале q = 1,375...1,625 фм⁻¹ $S_{\rm L,0} = 1,011\pm0,015\pm0,033$; ⁷Li – на этом же интервале $S_{\rm L,0} = 1,018\pm0,025\pm0,030$.





Первое значение погрешности соответствует статистической составляющей, второе значение – систематической.

Для обсуждения полученных для ядер ^{6,7}Li значений $S_{L,0}$ обратимся к экспериментальным значениям этой величины для других ядер. Так измерения на ⁵⁶Fe, выполненные в 1980 году в лаборатории Бейтс [72] и последующие работы этой лаборатории и лаборатории Сакле, показали, что для всех ядер

с A > 3, на которых были проведены измерения, величина $S_{L,0} < 1$, т. е. имеет место эффект ННПС. На рис. 5.28 видно, ядер ^{6, 7}Li значения $S_{L,0}$ выпадают что ИЗ ряда экспериментальных SL.0 других ядер. В чем причина расхождения результатов измерений на ^{6,7}Li в ХФТИ и измерений на других ядрах в Сакле и Бейтс (прежде всего с измерениями на ⁴Не и 12 C)? Одним из возможных объяснений могло бы быть утверждение, высказанное Джорданом в 1996 году в этой работе, наблюдаемый работе [76]. Согласно в экспериментах Сакле и Бейтс эффект ННПС является следствием ошибок в измерениях и в анализе результатов измерений.

Работа [76] вызвала большую дискуссию и привела к пересмотру данных Сакле и Бейтс. Результаты этих ревизий оказались не однозначными. Так, например, работа [64] показала справедливость утверждения работы [76], а работа [77] подтвердила наблюдение эффекта ННПС, т. е. в настоящее время остаётся не ясным, существует ли явление ННПС? Для разрешения этой проблемы в лаборатории Джефферсона (Массачусетский технологический институт) проведены измерения на ядрах ⁴He, ¹²C, ⁵⁶Fe и ²⁰⁸Pb [78]. Результаты этого эксперимента еще не опубликованы.

Такое внимание к ННПС объясняется тем, что этот эффект связывают с модификацией нуклонов, т. е. изменением свойств нуклонов внутри атомного ядра. Такая трактовка ННПС делает исследование этого эффекта одной из приоритетных задач ядерной физики.

Являются ли экспериментальные значения $S_{L,0} = 1$ для ядер ^{6, 7}Li однозначным подтверждением позиции работы [76]? Такому утверждению можно противопоставить два аргумента.

Во-первых, все ядра с $S_{L,0} < 1$ являются некластеризованными, кроме относительно малокластеризованного ядра ¹²С, а, как показано в предыдущем подразделе *A*, сильная кластеризация ядер ^{6, 7}Li значительно влияет на поведение КС этих ядер. Таким образом, нет оснований ожидать, что значения $S_{L,0}$ ядер ^{6, 7}Li должны укладываться в эмпирическую зависимость, образованную несколькими некластеризованными и одним малокластеризованным ядром.

Во-вторых, гипотеза модификации нуклонов предполагает, что для возникновения этого явления требуется высокая плотность нуклонов, которая может быть внутри ядра. Таким образом, модификация должна зависеть от величины этой плотности. Феномен ННПС связывают С явлением модификации, т. е. в ядрах с SL0 < 1 должна быть более высокая плотность нуклонов, чем в ядрах с $S_{L,0} = 1$. Действительно, все ядра с SL,0 < 1 имеют среднюю плотность нуклонов $\rho_{\rm U} \ge 0,090 \ {\rm фm}^{-3}$, а величина $S_{\rm L,0} = 1$ соответствует ядрам ²H, ³H и ³He, у которых $\rho_U \le 0.065 \text{ фм}^{-3}$. В случае ядер ⁶Li и ⁷Li значения $\rho_{\rm U}$ соответственно равны 0,040 и 0,056 фм⁻³. Таким образом, согласно ННПС и объясняющей это явление гипотезе модификации нуклонов, ядрам ^{6,7}Li должно соответствовать $S_{L,0} = 1$, что и получено в работах [12, 69].

В заключение сформулируем результаты изложенных здесь исследований ядер^{6,7}Li.

1. Впервые экспериментально определена полная кулоновская энергия атомного ядра и ее обменная часть. Исследование проведено на ядре ⁶Li [59].

2. В диапазоне $q = 0,9...2,3 \, \text{фm}^{-1}$ измерены изотопические различия нулевого момента поперечной функции отклика ядер ⁶Li и ⁷Li. Найдено, что для этих ядер при $q > 1,5 \, \text{фm}^{-1}$ различия этого момента не превышают 1...3% [66].

3. В диапазоне $q = 0,75...1,63 \text{ фм}^{-1}$ получены КС ядер ^{6,7}Li. Это первые экспериментальные значения КС сильно кластеризованных ядер [12, 59, 69, 75].

4. Найдено, что КС ядер ^{6, 7}Li выходят на плато при очень низких значениях переданного импульса $q \le 1,35 \text{ фм}^{-1}$. Показано, что этот эффект связан с кластеризацией этих ядер [12, 75].

5. КС ядер ^{6,7}Li показывают насыщение правил сумм: с точностью 5% значения их $S_{L,0} = 1,01...1,02$ [12, 69].

Список литературы к главе 5⁷

1. T. de Forest, J.D. Walecka. Electron Scattering and Nuclear Structure // Adv. Phys. 1966, v. 15, N 57, p. 1-109.

2. Y.W. Lightbody Jr . Electron scattering sum rule for ${}^{12}C$ – experiment and theory // Phys. Lett. B. 1970, v. 33, p. 129-132.

3. S. Penner, Y.W. Lightbody Jr, J.E. Leiss, et al. // Bull. Am. Phys. Soc. 1968, v. 13, p. 719.

4. R. Rosenfelder. On the shift of the quasi-elastic peak in inelastic electron scattering // Phys. Lett. B. 1978, v. 79, N 1, p. 15-19.

5. A.Yu. Korchin, A.V. Shebeko. Quasifree Peak Parameters and Sum Rules for Electron Scattering on ⁴He // Z. Phys. A-Atoms and Nuclei. 1981, v. 299, p. 131-137.

6. V. Tornow, G. Orlandini, M. Traini, et al. A study of electronuclear sum rules in light and medium-weight nuclei // Nucl. Phys. A. 1980, v. 348, N 2, p. 157-178.

7. Orlandini G. and Traini M. Sum rules for electron-nucleus scattering // Rep. Prog. Phys. 1991, v. 54, p. 257-338.

8. R. Shiavilla, V.R. Pandharipande, A. Fabrocini. Coulomb sum rule of A = 2, 3, and 4 nuclei // Phys. Rev. C. 1989, v. 40, p. 1484-1490.

9. A.Yu. Buki, V.D. Efros, N.G. Shevchenko, V.N. Polishchuk, A.A. Khomich, B.V. Mazan'ko. Electronuclear transversal sum rule in ⁴He at moderate transfer momenta and high- ω extrapolation of response functions: Preprint IAE-5397/2. M., 1991.

10. C. Marschand, P. Barreau, M. Bernheim, et al. Transverse and longitudinal response functions in deep inelastic electron scattering from 3 He // Phys. Lett. B. 1985, v. 153, p. 29-32.

11. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, И.А. Ненько, В.Н. Полищук, А.А. Хомич, С.В. Дмитриева. Моменты функций отклика ядра ²Н при q = 1,05 фм⁻¹ // Ядерная физика. 2002, т. 65, №5, с. 787-796.

⁷ Названия работ, выделенные жирным шрифтом, выполнены участниками экспериментов на ускорителе ЛУЭ-300.

12. A.Yu. Buki, I.S. Timchenko, N.G. Shevchenko. Saturation of Coulomb sum rules in the ⁶Li case // EPJA. 2012. V. 48, N 2, 17, DOI: 10.1140/epja/i2012-12017-6. arXiv:1105.3063vl.

13. A.Yu. Buki, I.A. Nenko. **Response Functions Extrapolation of ²H Nucleus in the Region of High Transfer Energy** // ВАНТ. Серия «Ядерно-физические исследования». 2000, в. 36, с. 13-15.

14. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, И.А. Ненько, И.С. Тимченко. Экстраполяция экспериментальных функций отклика ядер ²Н и ⁴Не степенной функцией // Вісник Харківського національного університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2005, в. 2 (27), с. 45-50.

15. A. Zghiche, J.F. Danelet, M. Bernhheim, et al. Longitudinal and transverse responses in quasi-elastic electron scattering from 208Pb and 4He // Nucl. Phys. A. 1994, v. 572, p. 513-559.

16. K.F. von Reden, C. Alcorn, S.A. Dytman, et al. Quasielastic electron scattering and Coulomb sum rule in 4 He // Phys. Rev. C. 1990, v. 41, N 3, p. 1084-1094.

17. В.Д. Эфрос. Правила сумм в рассеянии электронов на ядрах // Письма в ЖЭТФ. 1973, т. 17, №8, с. 442-445; Ядерная физика. 1973, т. 18, №6, с. 1184-1202.

18. W. Reuter, G. Fricke, K. Merle, and H. Miska. Nuclear charge distribution and rms radius of ¹²C from absolute elastic electron scattering measurements // Phys. Rev. C. 1982, v. 26, p. 806-818.

19. A.Yu. Buki, I.S. Timchenko. About absoluteness of data on elastic electron scattering with ¹²C // PAST. 2007, N 5, p. 45-47.

20. J.S. McCarthy, I. Sick, R.R. Whitney. Electromagnetic structure of the helium isotopes // Phys. Rev. C. 1977, v. 15, N 4, p. 1396-1414.

21. А.Ю. Буки. Методика измерения физических характеристик парциальных составляющих многокомпонентных образцов // Вісник Харківського національного університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2010, №916, в.3, с. 73-77. 22. А.Ю. Буки. Газовые мишени ГМ-1 и ГМ-2 для экспериментов по рассеянию электронов // ВАНТ. Серия «Общая и ядерная физика». 1999, в. 1(33), с. 45-47.

23. А.Ю. Буки. Исследование функции отклика электродезинтеграции ядер ²H, ⁴He, ⁶Li, ⁹Be, ¹²С при средних переданных импульсах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Харьков, 2003.

24. B.P. Quinn, A.M. Bernstein, K.I. Blomqvist, et al. Measure ments of total and separated response functions of the deuteron through the quas-elastic peak region for $q \approx 300-500$ MeV/c // Phys. Rev. C. 1988, v. 37, N 4, p. 1609-1623.

25. В.П. Лихачев, Н.Г. Афанасьев, А.А. Немашкало, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Л.Д. Ярошевский. Упругое магнитное рассеяние электронов на ядре ⁵⁹Со // Ядерная физика. 1974, т. 20, с. 111.

26. В.П. Лихачев, Н.Г. Афанасьев, А.А. Немашкало, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Л.Д. Ярошевский. Упругое магнитное рассеяние электронов на ядре ³⁹К // УФЖ. 1975, т. 20, с. 1484.

27. В.П. Лихачев, Н.Г. Афанасьев, А.А. Немашкало, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, Л.Д. Ярошевский, Л.Г. Лишенко, А.Т. Ушанев. Исследование распределения намагничивания в ядре ⁴⁹Ті методом упругого рассеяния электронов // Ядерная физика. 1976, т. 23, с. 498.

28. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, В.Н. Полищук, А.А. Хомич, И.И. Чкалов. Поперечные и продольные формфакторы электродезинтеграции ядра ⁹Ве при малом переданном импульсе // Ядерная физика. 1979, т. 30, в. 1(7), с. 5-12.

29. M. Kohno. Core Polarization Contribution to the Nuclear Matter Re-sponse Function in the Quasi-Elastic Scattering Region // Nucl. Phys. A. 1981, v. 366, N 2, p. 245-258.

30. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, Н.Г. Афанасьев, В.Н. Полищук, А.А. Хомич, Б.В. Мазанько. Исследование квазиупругого рассеяния электронов на ядре ¹²С // УФЖ. 1983, т. 28, №11, с. 1654-1657.

31. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, В.Н. Полищук, А.А. Хомич, Б.В. Мазанько. **О энергетическом положении**

пика квазиупругого рассеяния электронов на ядре °Li // Ядерная физика. 1988, т. 48, №4(10), с. 913-916.

32. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, В.Н. Полищук, Б.В. Мазанько, А.А. Хомич. Енергетичне положення максимуму піка електродезінтеграції ядра ⁴Не при малих переданих імпульсах // УФЖ. 1995, т. 40, №9, с. 913-915.

33. А.Yu. Buki, N.G. Shevchenko, I.A. Nenko, A.A. Khomich, S.A. Pashchuk, I.G. Evseev. Energy Position of Maxima in Response Functions of ²H Nucleus with $q = 1...1.5 \text{ fm}^{-1}$ // ВАНТ. Серия «Общая и ядерная физика». 2000, в. 2(36), с. 16.

34. A.Yu. Korchin, A.V. Shebeko. Gram-Charlier Expansion for Dynamic of Atomic Nuclei // Z. Phys. A-Atoms and Nuclei. 1982, v. 308, p. 267-275.

35. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, В.Н. Полищук, А.А. Хомич, Б.В. Мазанько. Квазиупругое рассеяние электронов на ядрах ⁴Не и ¹²С и двухчастичное взаимодействие нуклонов // Ядерная физика. 1984, т. 39, №5, с. 1323-1325.

36. V.D. Efros, W. Leidemann, G. Orlandini, and E.L. Tomusiak. Longitudinal Response Functions of 3H and 3He // arXiv: nucl-th/0311107v1 28 Nov 2003.

37. S. Bacca, N. Barnea, W. Leidemann, G. Orlandini. Longitudinal response function of ⁴He with a realistic force // arXiv: 0712.1493v1 [nucl-th] 10 Dec 2007.

38. A.Yu. Buki, I.S. Timchenko, N.G. Shevchenko, I.A. Nenko. Coulomb sums of the ⁴He nucleus at q = 0.88 to 1.25 fm⁻¹ // Phys. Lett. B. 2006, v. 641, p. 156-158.

39. S. Bacca, N. Barnea, W. Leidemann, G. Orlandini. Role of the Final-State Interaction and Three-Body Force on the Longitudinal Response Function of 4 He // Phys. Rev. Lett. 2009, v. 102, 162501.

40. S.A. Dytman, A.M. Bernstein, K.I. Blomqvist, et al. Inclusive electron scattering from 2 H, 3 He, and 4 He // Phys. Rev. C. 1988, v. 38, N 2, p. 800-812.

41. А.Ю. Буки, Е.В. Инопин, С.Н. Рощупкин, А.В. Митрофанова, Н.Г. Шевченко. Определение вклада обменных сил в рассеяние электронов на ядрах D^2 и He^4 // ВАНТ. Серия «Физика высоких энергий и атомного ядра». 1975, в. 2(14), с. 42-43. 42. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, А.В. Митрофанова. Определение вклада обменных сил в рассеяние электронов на легких ядрах // Ядерная физика. 1976, т. 24, №3, с. 457-460.

43. Э.Л. Купленников, В.А. Гольдштейн, В.А. Афанасьев и др. Исследование влияния обменных сил на правило сумм для рассеяния электронов дейтронами // Ядерная физика. 1976, т. 24, №1, с. 22-25.

44. Е.В. Инопин, С.Н. Рощупкин. Влияние обменных сил на рассеяние электронов ядрами // Ядерная физика. 1973, т. 17, №5, с. 1008-1011.

45. В.Д. Эфрос. Правила сумм для рассеяния электронов на ядрах и еd-рассеяние рассеяние // УФЖ. 1980, т. 25, №6, с. 907-913.

46. W. Leidemann, H. Arenhovel. Electronuclear sum rules at constant momentum transfer for the deuteron // Nucl. Phys. A. 1982, v. 381, p. 365-380.

47. G.R. Bishop, D.B. Isabelle, C. Betourne. Sum rules for the scattering of high-electrons by ${}^{16}O$ // Nucl. Phys. 1964, N 1, p. 97.

48. J.J. Friedman. Application of sum rules to electron-deutron scattering // Phys. Rev. 1959, v. 116, N 5, p. 1257-1262.

49. A.I. Fetter and J.D. Walecka. Quantum Theory of Many-Particle System (McGraw-Hill, New York, 1971).

50. C. Garcia-Recio, H. Krivine, Nguyen Van Giai, J. Navarro. The Thomas-Fermi method and polarizability of nuclei // Nucl. Phys. A. 1981, v. 507, N 2, p. 385-398.

51. Z.-E. Meziani, J.P. Chen, D. Beck, et al. High Momentum Transfer $R_{T,L}$ Inclusive Response Function for ^{3,4}He // Phys. Rev. Lett. 1992, v. 69, N 1, p. 41-44. 52. В.Д. Эфрос. Электроядерные правила сумм для

52. В.Д. Эфрос. Электроядерные правила сумм для легчайших ядер // Ядерная физика. 1992, т. 55, №9, с. 2348-2358.

53. В.Д. Эфрос. Вклад мезонных обменных токов в неупругое рассеяние электронов на ⁴He // ВАНТ. Серия «Ядерно-физические исследования». 1992, в. 2, с. 28-30.

54. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, В.Н. Полищук, А.А. Хомич. Поперечный момент функции отклика ядра ⁴Не в интервале переданнях импульсов 0,75-1,5 Фм⁻¹ // Ядерная физика. 1995, т. 58, №8, с. 1353-1361.

55. А.Ю. Буки. About observation of the meson exchange current in inelastec electron scattering on ⁴He nucleus // ВАНТ.

Серия «Ядерно-физические исследования». 2002, № 2(40), с. 19-21.

56. А.Ю. Буки. **Кулоновская сумма ядра** ¹²**С при переданных импульсах 0,95...1,35 фм⁻¹//** Вісник Харківського національного університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2010, №933, в. 4, с. 37-40.

57. Ю.В. Наумов, О.Е. Крафт. Изоспин в ядерной физике. Свойства атомных ядер. 1972, в. 14, с. 88-99.

58. G.C. Li, I. Sick, R.R. Whitney, M.R. Yearian. High-Energy electron scattering from ⁶Li // Nucl. Phys. A. 1971, v. 162, p. 583.

59. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, В.Д. Эфрос, И.И. Чкалов Экспериментальное определение кулоновской энергии ядра ⁶Li // Ядерная физика. 1977, т. 25, №2, с. 457-459.

60. Yu.A. Kudeyarov, I.V. Kurdyumov, V.G. Neudatchin, Yu.F. Smirnov. Form Factors for various degrees of freedom in the ⁶Li nucleus // Nucl. Phys. A. 1971, v. 163, p. 316-336.

61. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, В.П. Лихачев, В.Н. Полищук, А.А. Хомич, Б.В. Мазанько. Определение кулоновской энергии ядра ¹²С из эксперимента по рассеянию электронов // УФЖ. 1985, т. 30, №4, с. 499-501.

62. А.Ю. Буки, И.С. Тимченко, Н.Г. Шевченко. Кулоновская энергия ядра ⁴He / V конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям 26 февраля – 2 марта 2007 г., Харьков: Тезисы докладов. Харьков, с.72.

63. P. Barreau, M. Bernheim, J. Duclos, et al. Deep-inelastic electron scattering from carbon // Nucl. Phys. A. 1983, v. 402, N 3, p. 515-540.

64. J. Carlson, J. Jourdan, R. Schiavilla, I. Sick. Coulomb sum rule for ⁴He // Phys. Lett. B, 2003, v. 553, p. 191-196.

65. А.Yu. Buki. Atomic Nucleus Coulomb Energy and Modification of Protons // ВАНТ. Серия «Ядерно-физические исследования». 2001, №1(37), с. 59.

66. А.Ю. Буки, Н.Г. Шевченко, А.А. Хомич, В.Н. Полищук, И.Г. Евсеев, Г.А. Савицкий. Изотопический эффект в поперечной функции отклика ядер ⁶Li и ⁷Li // Ядерная физика. 1996, т. 59, №3, с. 395-398.

67. V.M. Khvastunov, N.G. Afanasev, V.D. Afanasev, I.S. Gulkarov, A.S. Omelaenko, G.A. Savitski, A.A. Khomich, N.G. Shevchenko, V.S. Romanov, N.V. Rusanova. **Elastic** **electron scattering on** ^{58,60,64}Ni and ^{112,118}Sn isotopes // Nucl. Phys. A. 1970, v. 146, N 1, p. 15-25.

68. H. de Vries, C.W. de Jager, C. de Vries. Nuclear Charge-Density parameters from elastic electron scattering: Preprint, NIKHEF,K, EMIN 86-07, 1986.

69. A.Yu. Buki, N.G. Shevchenko, I.S. Timchenko. The coulomb sums for ⁷LI nucleus at 3-momentum transfers q = 1.250-1.625 fm⁻¹ // PAST. Series "Nuclear Physics Investigations" (51). 2009, N 3(51), p. 38-42.

70. P. Mergell, Uif-G. Mei β ner, D. Drechsel, et al. Dispersion-theoretical analysis of the nucleon electromagnetic form factors // Nucl. Phys. A. 1996, v. 596, p. 367-396.

71. Z.E. Meziani, P. Barreau, M. Bernheim, et al. Coulomb Sum Rule for 40 Ca, 48 Ca, and 56 Fe for (q-transfer) ≤ 550 MeV/c // Phys. Rev. Lett. 1984, v. 52, p. 2130-2133. Doi: 10.1103/PhysRevLett.52.2130/

72. R. Altemus, A. Cafolla, D. Day, et al. Longitudinal and Transverse Inelastic Electron Scattering from Fe // Phys. Rev. Lett. 1980, v. 44, p. 965-967.

73. H. Überall. Electron Scattering From Complex Nuclei V36A, Part 1 / Academic Press, 2012.

74. G.Z. Krumova, E. Tomasi-Gustafsson, A.N. Antonov. Charge Form Factor and Cluster Structure of 6Li Nucleus // Cent. Eur. J. Phys. 2008, v. 6(3), p. 491-497.

DOI: 10.2478/s11534-008-0091-4. ArXiv:0709.1016v1 [nucl-th] 7 Sep 2007.

75. V.D. Efros, I.S. Timchenko, and A.Yu. Buki. **Relation** between (e, e') sum rules in ^{6,7}Li and ⁴He nuclei. Experiment and cluster model // arXiv:1604.08408vl, EPJA (2016) 52:275 DOI 10.1140/epja/i 2016 – 16275-x.

76. J. Jourdan. Quasi-elastic response functions the coulomb sum revisited // Nucl. Phys. A. 1996, v. 603, p. 117-160.

77. J. Morgenstern and Z.-E. Meziani. Is the Coulomb sum rule violated in nuclei // Phys. Lett. B. 2001, v. 515, N 3-4, p. 269-275.

78. http://hallaweb.jlab.org/experiment/E05-110/exp home http://digital.library.temple.edu/cdm/ref/collection/p245801coll10/i d/152421.

Глава <u>6</u>

ЭЛЕКТРООБРАЗОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ⁹Be, ¹²C, ²⁷AI И ДВУХЧАСТИЧНОЕ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ^{6, 7}Li

данные о сечениях Экспериментальные фото-И электроядерных реакций на ядрах ^{6, 7}Li [1–3] свидетельствуют о высокой степени кластеризации этих ядер на фрагменты ³Не, ³Н и ⁴Не, ³Н соответственно. Высокая степень кластеризации малонуклонных систем облегчает проведение расчетов в рамках микроскопической теории. Также вызывает интерес дифференциальных измерение сечений электро-И фотообразований Не на более тяжелых ядрах, таких как ⁹Ве, 2 С и 27 Al, для его определения при нескольких значениях начальной энергии электронов и их сравнительный анализ.

Такие эксперименты были проведены на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-300 Харьковского физикотехнического института (ХФТИ) с целью исследования электро- и фотообразований заряженных частиц на ядрах.

6.1. Энергетические спектры продуктов реакции электрообразования заряженных частиц на ядрах ⁹Ве, ¹²С, ²⁷АІ

Эксперименты по электрообразованию заряженных частиц (Z \geq 2) на ядрах ⁹Be, ¹²C, ²⁷A1 были проведены при начальных энергиях электронов E_0 , равных 100 и 225 МэВ, и углах вылета частиц Θ_{α} , равных 78, 102 и 118° [4], на экспериментальной установке, которая расположена на выходе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-300 и схематически представлена на рис. 6.1.

Пучок электронов ЛУЭ-300 после прохождения системы параллельного переноса (ПП) фокусировался на мишень из исследуемого элемента. В эксперименте использовались
мишени ⁹Ве (2,62 мг/см²), ¹²С (0,55 мг/см²) и ²⁷А1 (1,65 мг/см²). Ток пучка электронов измерялся монитором вторичной эмиссии, прокалиброванным по цилиндру Фарадея (ЦФ). Частицы, возникающие в результате реакции, регистрировались телескопом кремниевых поверхностнобарьерных полупроводниковых детекторов (ППД), расположенным в свинцовой защите, в условиях прямой видимости мишени.



Рис. 6.1. Схема экспериментальной установки на выходе ЛУЭ-300:
 ЛУЭ – выход линейного ускорителя электронов; ΦM – фотонная мишень; e⁻ – ось движения пучка электронов через параллельный перенос (ПП); M – исследуемые ядерные мишени;
 θ_P – угол регистрации частиц, вылетающих из мишени;

ППД – полупроводниковые детекторы; *МВЭ* – монитор вторичной эмиссии; *ЦФ* – цилиндр Фарадея; *К* – коллиматор;

МАГ – очищающий магнит; КВ – квантометр

При работе с ППД в условиях прямой видимости мишени на ускорителях с большой скважностью пучка возникают специфические трудности. Большое число фоновых низкоэнергетичных частиц, вылетающих из мишени, попадая в детектор, создают суммарный импульс – «огибающую» токовой посылки ускорителя. Для ее подавления между ППД и очищающий мишенью помещался электромагнит и осуществлялся съем с ППД только быстрого (электронного) компонента импульса [5].

Телескоп состоял из двух ППД (рис. 6.2,а). Первыми в телескопе устанавливались, в зависимости от измеряемого

6.1. Энергетические спектры продуктов реакции ...

интервала энергий, детекторы толщиной *d*, равной 43 или 138 мкм, за ними – детектор с d = 500 мкм. Импульсы первого ППД после быстрого предусилителя (ПУБ), быстрого усилителя (УБ) разветвлялись линейным разветвителем (ЛР). Один из разветвленных импульсов поступал на вход линейного пропускателя (ЛП), управляемого «стробом», и далее на амплитудный анализатор АИ-4096. Стробирующий импульс вырабатывала схема антисовпаденнй (АС), на входы которой после дискриминации (ДС) через линии задержки (ЛЗ) поступали импульсы первого и второго детекторов. Энергетическое разрешение быстрого тракта (ППД, ПУБ, УБ) составляло примерно 300 кэВ и определялось с помощью а-источника ²²⁶Ra (см. рис. 6.2,б), который использовался для калибровки энергетической шкалы.

Принцип идентификации тяжелых заряженных частиц телескопом из двух ППД, включенных на «антисовпадение», основывается на различии максимальных амплитуд, ППД, В заданной толщины различными создаваемых частицами. На рис. 6.2, в приведены зависимости амплитуд импульсов протонов, дейтронов и α-частиц, создаваемых в ППД с d = 100 мкм, от их кинетической энергии. Согласно данным работы [6] именно эти частицы составляют основной вклад в выход заряженных частиц из ядра ²⁷A1. Однако для более легких ядер, таких как ⁹Ве и ¹²С, возможны каналы реакции с вылетом более тяжелых фрагментов, чем α-частица. Задача детектирования частиц с Z ≥ 2 сводится к отделению их от протонов и дейтронов. Из рис. 6.2, в видно, что, используя в телескопе первый ППД толщиной d = 100 мкм, можно регистрировать частицы с $Z \ge 2$ и энергией от 4,5 до 13 МэВ. При этом связь между амплитудой импульса и энергией частицы будет однозначной, так как второй ППД исключит частицы, прошедшие через первый.

Во время измерений рабочий ток ускорителя выбирался таким, чтобы искажения спектра за счет наличия пьедестала для импульсов исследуемых частиц, создаваемого «огибающей» токовой посылки ускорителя, были незначительными. На рис. 6.2,г приведены амплитудные спектры первого детектора телескопа, измеренные в следующих условиях: мишень 27 A1, $E_0 = 225$ M3B, $\theta_{\alpha} = 78^{\circ}$, ток

ускорителя – 0,0001 и 0,05 мкА (рабочий режим). Заметных искажений спектра в этих условиях еще не наблюдается.



Рис. 6.2. Алгоритм регистрации заряженных частиц из мишени: *a* – блок-схема телескопа; б – энергетический спектр α-частиц, полученный с помощью калибровочного источника ²²⁶Ra; *b* – зависимость амплитуды импульсов протонов, дейтронов, α-частиц от их энергии для ППД с *d* = 100 мкм, наклонная прямая – область значений энергий, соответствующих полному поглощению частиц в детекторе; г – амплитудные спектры, измеренные при малом (о) и рабочем (х) токах ускорителя

Дифференциальное сечение электрообразования частиц на ядрах определялось по формуле

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{N_{\alpha}}{N_{g}N_{e}\Delta\Omega_{\alpha}\Delta E},$$
(6.1)

где N_{α} — число зарегистрированных частиц в интервале энергий ΔE ; $N_{\rm g}$ — число ядер в мишени, приходящихся на 1 см²; $N_{\rm e}$ — число прошедших через мишень электронов; $\Delta \Omega_{\alpha}$ — угловой захват детектора.



Рис. 6.3. Энергетические спектры тяжелых заряженных частиц: o – d = 43 мкм, $\theta_{\alpha} = 118^{\circ}$; x – d = 138 мкм, $\theta_{\alpha} = 78^{\circ}$; • – данные [6]. Ошибки – статистические

Полученные спектры исправлялись на потери частицами энергии в веществе мишени [7].

На рис. 6.3 приведены энергетические спектры тяжелых заряженных частиц, измеренные при $E_0 = 100$ и 225 МэВ.

Методика измерений, как было показано выше, исключает вклад протонов, дейтронов и тритонов в спектры, а вклад частиц с Z > 2 в исследуемом интервале энергий должен быть несущественен. Из наших измерений следует, что для энергий выше 7,5 МэВ спектры, полученные с использованием тонкого ППД (d = 43 мкм), резко обрываются. Следовательно, нет таких частиц, которые бы в ППД теряли больше энергии, чем α-частицы. Можно надеяться, что и в области энергий 4...7,5 МэВ α-частицы будут значительно преобладать, так как продукты распада распределяются по энергиям обратно пропорционально массам, а значит тяжелые фрагменты будут иметь круто спадающие распределения по энергиям, и при энергиях выше 4 МэВ их будет мало по сравнению с α-частицами. Для ядра ²⁷Al в исследуемом интервале энергий тяжелых более фрагментов, чем вклад α-частицы, действительно пренебрежимо мал [6].

На рис. 6.3 черными точками показан энергетический спектр α -частиц, измеренный в работе [6]. Видно хорошее совпадение с нашими данными. Аналогичные, приведенные на рис. 6.2, спектры частиц были измерены также при $\theta_{\alpha} = 102^{\circ}$. Полученные дифференциальные сечения оказались одинаковыми в пределах статистической точности. Это с большой вероятностью свидетельствует об отсутствии вклада в сечение прямых процессов в исследованной нами области энергий.

Как видно из рис. 6.3, для спектров, измеренных на ядрах 12 С и 27 А1, характерны хорошо выраженный максимум и быстрый спад с ростом энергии частиц. В спектре электрорасщепления ядра ⁹Ве в измеренном интервале энергий отчетливый максимум не проявился. Кроме того, в случае ядра 12 С в спектрах заметна особенность при 7...8 МэВ, которую мы не обсуждаем из-за невысокой статистической точности данных.

Из рис. 6.4 видно, что экспериментальные положения максимумов хорошо укладываются на прямую, проходящую

вблизи барьера. Изотропное кулоновского угловое распределение частиц, быстро спадающий характер спектра и положение максимума вблизи кулоновского барьера свидетельствуют 0 возможном вкладе испарительного механизма в образование α-частиц при электрорасщеплении ²⁷А1 и ¹²С.





При увеличении начальной энергии электронов сечение электрорасщепления растет (см. рис. 6.3). С использованием экспериментальных данных о сечениях различных фотопроцессов на ядре ¹²С [10, 11] был выполнен расчет сечений электрообразования α-частиц для дипольного виртуальных спектра фотонов компонента [12] максимальными энергиями 225 и 100 МэВ и получено их отношение: $\sigma_{e,\alpha}$ (225 МэВ)/ $\sigma_{e,\alpha}$ (100 МэВ) = 1,5. Экспериментальное значение отношения сечений для ядра ¹²С составляет 1,8±0,2. Следовательно, дипольный механизм недостаточно хорошо описывает рост сечения с увеличением E_0 в случае ядра ¹²С. Для ядер ⁹Ве и ²⁷А1 такой расчет провести мы не смогли из-за недостатка данных о сечениях фотопроцессов на этих ядрах.

6.2. Вклад квадрупольных возбуждений в сечение электрообразования гелия на ядрах ⁹Ве и ¹²С

ранее выполненных работах B изучался вклал квадрупольных возбуждений в инклюзивное сечение реакций: *(e, f)* [14–18], *(e, p)* и *(e, a)* [19, 20], *(e, n)* [21] и других [22, 23]. В общем случае этот вклад должен быть небольшим, так как в инклюзивном сечении доминируют малые переданные импульсы. Согласно данным мультипольного анализа спектров рассеянных электронов, например [24], вклад мультипольностей, отличных от E1 (в первую очередь E2), начинает быть сравнимым с E1 только при $qR \sim 3$, где q – переданный ядру импульс, *R* – радиус ядра.

Небольшая величина вклада Е2 в инклюзивное сечение делает анализ сильно зависящим от вида спектра виртуальных используемого для извлечения фотонов. E2ИЗ экспериментальных данных. Поэтому представляет интерес найти экспериментальные условия, где вклад Е1 подавлен, а следовательно, Е2 можно наблюдать более отчетливо. Такие условия могут возникнуть в реакции (e, α) на легких ядрах, когда изотопические спины ядра в начальном и конечном состояниях равны нулю. В этом случае дипольные возбуждения как изовекторные не могут распадаться с вылетом α-частицы, что должно привести к обогащению вклада E2 в инклюзивное сечение реакции (e, α). С целью исследования мультипольного характера этой реакции в различных кинематических условиях нами измерены дифференциальные сечения электро- и фотообразований Не на ядрах ⁹Ве и ¹²С при нескольких значениях начальной энергии электронов и проведен их сравнительный анализ [13].

6.2.1. Методика эксперимента

Пучок электронов после прохождения системы параллельного переноса (ПП) (см. рис. 6.1) фокусировался на мишень, расположенную в камере рассеяния, которая была соединена по вакууму с системой ПП. Такая проводка пучка от ускорителя до мишени исключала попадание реальных фотонов на мишень при исследованиях электроядерных В качестве мишеней использовались реакций. самоподдерживающиеся фольги из ⁹Ве и ¹²С толщиной соответственно 2,62 и 2,07 мг/см². Вклад в выход частиц

фотоядерных реакций вследствие рождения реальных фотонов в веществе этих мишеней был пренебрежимо мал.



Рис. 6.5. Амплитудный спектр *ΔЕ*-полупроводникового детектора (ППД1)

Число электронов, прошедших через мишень, измерялось монитором вторичной эмиссии (МВЭ) с точностью 1%, который калибровался по ЦФ.

Для получения фотонов на пути пучка электронов ставилась фотонная мишень (ФМ) из тантала толщиной 0,5 мм (см. рис. 6.1). Полученный фотонный пучок очищался от электронов первым отклоняющим магнитом ПП и формировался коллиматором. После коллиматора пучок фотонов проходил через очищающий магнит и попадал на экспериментальную мишень, где он имел форму круга диаметром 6 мм. Поток фотонов, прошедший через мишень, измерялся квантометром.

Заряженные продукты электро- и фотоядерных реакций регистрировались телескопами из двух (ΔE и E) кремниевых поверхностно-барьерных ППД, расположенных в условиях прямой видимости мишени под углом θ_P к оси пучка. Расстояние от мишени до детектора 30 мм. Угловой захват телескопа ППД – 2·10⁻² ср.

Толщины ΔE - и E-детекторов соответственно 30 и 130 мкм. Такой телескоп регистрировал тяжелые заряженные частицы в интервале энергий: $p - 1,5...3,7; d - 1,9...4,9; {}^{3}H -$

2,0...5,7; ³He – 4,6...13; ⁴He – 5,1...14,6 M₃B.

Для подавления фона, идущего из мишени, между мишенью и ППД помещался очищающий магнит с напряженностью поля 0,3 Тл и осуществлялся съем с ППД только быстрого компонента импульса тока. Этот импульс затем обрабатывался электронными блоками быстродействием 100 МГц: усиливался ПУБ и усилителем, разветвлялся линейным разветвителем и поступал на ЛП, управляемый ДС, который введен для вырезания нужного участка спектра. Импульсы ΔE - и *E*-каналов анализировались на совпадение амплитудным анализатором импульсов АИ-1024 И записывались в Х- и Ү-регистры. В результате получался двумерный спектр совпадающих импульсов ΔE - и Eдетекторов. На рис. 6.5 показан разрез по оси ΔE двумерного спектра. Видны два пика, соответствующие двум группам частиц p, d, ³H и ³He, ⁴He. Энергетическое разрешение ΔE канала в настоящем эксперименте было 300 кэВ, что не позволило разделить вклады⁻³He и 4 He.

Полученные двумерные спектры обрабатывались стандартным образом: для каждого значения *E* находилась площадь под пиком, соответствующим ³He и ⁴He, и далее вычислялись дифференциальные сечения:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{S}{N_g N_e \Delta \Omega_p \Delta \varepsilon},$$
(6.2)

где S – число частиц в площади под пиком; $N_{\rm g}$ – число ядер в мишени, приходящихся на 1 см²; $N_{\rm e}$ – число прошедших мишень электронов; $\Delta \Omega_{\rm p}$ – угловой захват телескопа детекторов; $\Delta \varepsilon$ – энергетический захват канала детектора E.

Энергетическая шкала детекторов ΔE и *E* калибровалась в ходе эксперимента с помощью α-источника ²²⁶Ra, имеющего четыре хорошо разрешаемые энергетические линии. Поправка на потери энергии частицами в мишени вводилась согласно данным работ [7, 25].

Выбор ядер обусловлен тем, что 12 С является простейшим ядром, для которого в результате изоспинового запрета распада дипольных возбуждений через вылет α -частицы должно наблюдаться обогащение инклюзивного сечения реакции (*e*, α) вкладом *E*2.

6.2. Вклад квадрупольных возбуждений в сечение ...

Таблица 6.1

Изоспиновая структура реакции $\gamma + A \rightarrow A^* \rightarrow \alpha + B$ $\gamma_{EL}(T,T_3) + A(T,T_3) \rightarrow \alpha(T,T_3) + R(T,T_3)$ $\gamma_{E1}(1,0) + {}^9\text{Be}(1/2,1/2) \rightarrow {}^9\text{Be}^*(1/2,1/2) \rightarrow \alpha(0,0) + {}^5\text{He}(1/2,1/2)$ $\gamma_{E1}(1,0) + {}^9\text{Be}(1/2,1/2) \rightarrow {}^9\text{Be}^*(3/2,1/2) \not\rightarrow \alpha(0,0) + {}^5\text{He}(1/2,1/2)$

 $\gamma_{E1}(1,0) + {}^{9}\text{Be}(1/2,1/2) \rightarrow {}^{9}\text{Be}^{*}(1/2,1/2) \not\rightarrow \alpha(0,0) + {}^{5}\text{He}(1/2,1/2)$ $\gamma_{F1}(0,0) + {}^{9}\text{Be}(1/2,1/2) \rightarrow {}^{9}\text{Be}^{*}(1/2,1/2) \rightarrow \alpha(0,0) + {}^{5}\text{He}(1/2,1/2)$

 $\gamma_{E1}(1,0) + {}^{12}C(0,0) \rightarrow {}^{12}C^*(0,0) \rightarrow \alpha(0,0) + {}^{8}Be(0,0)$

Примечание. *Т*, T_3 – изоспин и его проекция, знаки \rightarrow и $\not \rightarrow$ относятся соответственно к разрешенным и запрещенным переходам.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. В случае ядра 12 С α -частицы образуются в основном в результате двух типов реакций [26]:

1 – в первой стадии распада возбужденного состояния ядра образуются α-частицы:

 $\gamma^* + {}^{12}C \rightarrow \alpha_1 + {}^{8}Be^*(\alpha_2 + \alpha_3) \rightarrow 3\alpha [15];$

2 - в первой стадии также образуются легкие частицы (*n*, *p*, *n*+*p*, ...) и ядро-остаток, которое затем распадается с вылетом α -частицы. Эти реакции, если опустить промежуточную стадию, записываются следующим образом:

$$\gamma^{*} + {}^{12}C \rightarrow p + \alpha + {}^{7}Li [16],$$

$$\gamma^{*} + {}^{12}C \rightarrow n + \alpha + {}^{7}Be [16],$$

$$\gamma^{*} + {}^{12}C \rightarrow n + p + \alpha + {}^{6}Li [17],$$

$$\gamma^{*} + {}^{12}C \rightarrow n + {}^{3}He + 2\alpha [18],$$

$$\gamma^{*} + {}^{12}C \rightarrow p + t + 2\alpha [18].$$

В работах [11, 26–29] реакции типа 1 и 2 инициировались реальными γ-квантами, а не электронами. Однако в первом приближении будем считать, что все характеристики, связанные с распадом возбужденных состояний ядра ¹²С, не зависят от типа возбуждения ядра.

Для реакции типа 1, если ядро ⁸Ве образуется в основном или низколежащих возбужденных состояниях ($\omega < 16$ МЭВ), изоспин начального и конечного состояний равен нулю.

Поэтому дипольные возбуждения, будучи изовекторными [30, 31] ($T_{\gamma} = 1$), не могут приводить к такой реакции. Правила отбора по изоспину для распада изовекторных состояний с вылетом α -частицы, получающиеся из закона сложения моментов, приведены в табл. 6.1.

Для изоскалярных ($T_{\gamma} = 0$) квадрупольных и более высокой мультипольностей возбуждений такого запрета нет [30, 31].

Ядро ⁹Ве является соседним ядром, для которого влияния изоспинового запрета для этой реакции не должно ожидаться (см. табл. 6.1). Кроме того, влияние формфактора ядра и кулоновских искажений на спектры виртуальных фотонов, трудно учитываемое расчетным путем, для этих ядер практически одинаково.

Энергетический диапазон, в котором регистрировались α-частицы, выбран выше 6 МэВ, чтобы кинематически усилить вклад реакции типа 1 по сравнению с реакциями типа 2. Выбор энергетического интервала основывался на том, что при двухчастичном кинетическая энергия распаде ядра продуктами распределяется между распада обратно пропорционально массам частиц. Поэтому в случае реакции типа 2 энергия α-частиц будет существенно меньше, чем в случае реакции типа 1, так как большую часть энергии возбуждения уносит легкая частица, образующаяся в первой стадии реакции. Этот вывод подтверждается в работах [11, 28, 29]. Энергия α-частиц, образующихся в результате реакций типа 2, в широком диапазоне энергий возбуждения ядра ¹²С (от порога до 200 МэВ) всегда меньше 6 МэВ. Следовательно, в высокоэнергетическую область спектра ($E_{\alpha} > 6 \text{ M} \Rightarrow B$) α -частиц вклад будет давать в основном реакция типа 1.

Для обнаружения обогащения квадрупольным вкладом выбранного энергетического участка использован тот факт, что квадрупольный вклад быстрее возрастает с увеличением начальной энергии электронов, чем дипольный. Это явление может быть рассмотрено в рамках метода виртуальных фотонов, связывающего величины поперечных сечений электроядерных и фотоядерных реакций:

$$\sigma_{e,\alpha}(E_0) = \int_{E_{ii0}}^{L_0} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma\alpha}^{\lambda L}(E_{\gamma}) N(E_0, E_{\gamma}, \lambda L) dE_{\gamma} / E_{\gamma}, \qquad (6.3)$$

где $N(E_0, E_{\gamma}, \lambda L)$ – спектр виртуальных фотонов мультипольности λL ; $\sigma^{\lambda L}{}_{\gamma\alpha}(E_{\gamma})$ – поперечное сечение фотоядерной реакции, соответствующее поглощению фотона мультипольности λL с энергией E_{γ} ; E_{nop} – энергетический порог ядерной реакции; E_0 – начальная энергия электронов; E_{γ} – энергия возбуждения ядра.

Из формулы (6.3) следует, что увеличение сечения $\sigma_{e,\alpha}(E_0)$ с ростом начальной энергии электронов для каждого фиксированного значения энергии возбуждения ядра определяется только увеличением интенсивности спектра виртуальных фотонов в этой точке.



Рис. 6.6. Зависимости интенсивности спектров виртуальных фотонов различной мультипольности от начальной энергии электронов. Расчет выполнен в плосковолновом борновском приближении для точечного ядра при энергиях возбуждения 5; 25 и 50 МэВ. Сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые описывают соответственно *E*1-, *E*2- и *E*3-спектры виртуальных фотонов

На рис. 6.6 показаны зависимости интенсивности дипольного (сплошные кривые), квадрупольного (пунктирные), октупольного (штрихпунктирные) спектров виртуальных фотонов. Расчет проводился для точечного ядра в

плосковолновом борновском приближении (ПВБП) [32]. Видно, что интенсивность квадрупольного и октупольного спектров виртуальных фотонов нарастает с увеличением начальной энергии электронов круче, чем дипольного.

6.2.2. Обсуждение экспериментальных результатов

результате эксперимента были R получены дифференциальные сечения $d^2\sigma/d\Omega dE$ электрофотообразований Не на ядрах ⁹Ве и ¹²С под углом $\theta_p = 78^\circ$ при различных значениях начальной энергии электронов. На рис. 6.7 в качестве примера показаны энергетические спектры электрообразования He на ядрах ⁹Be, ¹²C при $E_0 = 225$ MэB. Хотя в эксперименте регистрировались ядра 'Не и ⁴Не, но согласно выводам работ [6, 33] сечение электрообразования ⁴Не существенно больше, чем ³Не. Это экспериментально проверено для ядер тяжелее ¹⁶О. Можно надеяться, что это справедливо и для ядер ⁹Ве и ¹²С, т. е. вклад ³Не в измеренных спектрах невелик. При $E_{\alpha} > 6$ МэВ для ядра ¹²С это следует непосредственно из данных работы [29].

Полученные дифференциальные сечения d²σ/dΩdE были проинтегрированы энергетическому ПО интервалу $E_{a} = 6...15$ МэВ. Результат показан в относительных единицах на рис. 6.8. Кружки относятся к сечениям электрообразования, треугольники – фотообразования; светлые кружки и треугольники – к ядру ¹²С, темные – ⁹Ве. Видно, что сечение электрообразования на ядре ¹²С круче возрастает с ростом начальной энергии электронов, чем на ядре ⁹Ве, в то время как фотообразования сечений характер зависимости на эквивалентный фотон σ_Q от E_0 для ядер ¹²С и ⁹Ве в пределах точности эксперимента одинаков. Здесь же показано, как должно увеличиваться сечение электрообразования, если характер возбуждения дипольный или квадрупольный. Штриховые кривые относятся к квадрупольному характеру возбуждений, сплошные – к дипольному. Кривые проведены для значений энергии возбуждения ядра 15 и 40 МэВ. Тем самым показан характер поведения сечения для всей резонансной области энергий возбуждения ядра (15...40 МэВ), в которой концентрируется практически все сечение реакции типа 1. (При $\omega_{^{12}C} > 40$ МэВ существенны только реакции типа 2).



Рис. 6.7. Сечение образования ядер^{3, 4}Не с энергией E_{α} на ядрах ⁹Ве и ¹²С при начальной энергии электронов 225 МэВ

Пространство между кривыми заштриховано с наклоном влево для расчета в ПВБП с точечным ядром (расчет А) и наклоном вправо для – ПВБП с поправкой на формфактор ядра согласно работе [20] (расчет Б). Видно, что экспериментальные данные по сечениям электрообразования для ядра ⁹Ве находятся между расчетами А и Б для дипольного характера возбуждения, а данные для ядра ¹²С – между аналогичными расчетами для квадрупольного характера возбуждения. Расчет сечений фотообразования на рис. 6.8 не показан, так как зависимость σ_0 от E_0 практически совпадает с расчетом А для Е1-спектра виртуальных фотонов.

Таким образом, можно, по-видимому, сделать вывод, что относительный вклад мультипольностей *E*1 и *E*2 в сечение измеренной реакции различен для ядер ⁹Ве и ¹²С. Для ядра ⁹Ве зависимость сечения от начальной энергии электронов имеет в пределах точности анализа дипольный характер, а для ядра ¹²С – характер, близкий к квадрупольному. Это означает, что основным механизмом образования высокоэнергетичных

Глава 6. Электрообразования заряженных частиц на ядрах

 α -частиц ($E_{\alpha} > 6 \text{ M}$ эB) является для ядра ¹²C распад квадрупольных возбуждений. Естественно, не исключается вклад и более высоких мультипольностей, в первую очередь октуполей (*E*3).



Рис. 6.8. Сечения электрообразования (кружки) и фотообразования (треугольники) ядер Не с энергиями $E_{\alpha} > 6$ МэВ на ядрах ⁹Ве и ¹²С в зависимости от начальной энергии электронов. Сечение при начальной энергии $E_0 = 100$ МэВ принято за единицу. Граничные кривые соответствуют энергиям возбуждения 15 и 40 МэВ: сплошные – рассчитаны с использованием *E*1-спектра виртуальных фотонов, штриховые – *E*2. Зависимость сечения фотообразования на эквивалентный фотон (σ_0) от E_0 практически совпадает с расчетом для точечного ядра с *E*1-спектром виртуальных фотонов и поэтому на рисунке не показана

Наиболее вероятным объяснением различия в поведении сечений с ростом начальной энергии электронов является, как это обсуждалось выше, изоспиновый запрет на распад дипольных возбужденных состояний по α -каналу для ядра ¹²С. Тем не менее следует отметить, что обогащение высокоэнергетичной области спектра α -частиц по сравнению с низкоэнергетичной при увеличении E_0 (явление, аналогичное наблюдаемому в настоящем эксперименте) может произойти в

результате квазипрямых процессов [34–36], имеющих дипольный механизм возбуждения. Однако вклад этих процессов для ядра ¹²С, на наш взгляд, не может быть большим, что подтверждает характер зависимости σ_0 от E_0 для ядер ¹²С и ⁹Ве (рис. 6.8). Экспериментальные свидетельства о квазипрямых процессах образования α -частиц имеются только для тяжелых ядер. В случае ядра ¹²С для строгой количественной оценки вклада квазипрямых процессов необходимы дальнейшие измерения зависимости сечения в высокоэнергетичной области спектра от углов вылета α -частиц, так как вклад квазипрямых процессов имеет направленность вперед [37, 38].

Проведенный нами анализ мультипольной структуры сечения имеет качественный характер, так как в расчетах спектров виртуальных фотонов формфактор ядра учтен недостаточно строго [39], а связанная с ним поправка в исследуемом интервале Е велика (см. рис. 6.8). Некоторая ошибка вызвана также допущением справедливости борновского приближения для исследуемых ядер в выбранном интервале E_0 . Проведение более точных расчетов в настоящее представляет значительные трудности. Однако время некорректности в расчетах спектров виртуальных фотонов, связанные с влиянием формфактора ядра и кулоновских искажений, практически одинаковы для ядер ⁹Ве и ¹²С, поэтому они не должны изменить характер выводов.

6.3. Двухчастичное электрорасщепление ^{6, 7}Li

Как было сказано выше, экспериментальные данные о сечениях фото- и электроядерных реакций на ядрах ^{6,7}Li [1–3] свидетельствуют о высокой степени кластеризации этих ядер на фрагменты ³He, ³H и ⁴He, ³H соответственно. Высокая степень кластеризации малонуклонных систем облегчает проведение расчетов в рамках микроскопической теории.

Эти расчеты очень трудно сравнивать с экспериментом, так как значения экспериментальных сечений реакций сильно различаются. Выполненные расчеты сечений реакции ${}^{6}LI(\gamma, t)^{3}$ Не при учете взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) [40] показывают, что такой учет может изменить сечение реакции в несколько раз. Для сопоставления с этими расчетами необходимы экспериментальные данные, полученные с высокой абсолютной точностью при однозначной идентификации механизма реакции.

В нашей работе [41] были проведены измерения сечений фоторасщепления ядер ⁶Li с выделением канала расщепления на фрагменты ³He, ³H и абсолютизацией измеренных сечений по выходу реакции фотоделения ядер ²³⁸U. Эксперимент проводился на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-300 ХФТИ АН УССР. Пучок электронов после прохождения системы параллельного переноса (рис. 6.9) фокусировался на мишень, расположенную в камере рассеяния, соединенной по вакууму с системой ПП. Такая проводка пучка от ускорителя до мишени исключала попадание тормозных фотонов на мишень.

В качестве экспериментальной мишени использовалась самоподдерживающаяся фольга из изотопа ⁶Li (обогащение – 91%) толщиной 2 мг/см². Мишень изготавливалась прокаткой в обезвоженном вакуумном масле с последующей промывкой в обезвоженном керосине непосредственно перед установкой в камеру рассеяния. Толщина мишени определялась двумя методами: в ходе эксперимента по смещению α-линии источника ²²⁶Ra при прохождении α-частицами мишени и взвешиванием после эксперимента. Результаты, полученные этими методами, совпадали с точностью до10%.



Рис. 6.9. Схема экспериментальной установки на выходе ЛУЭ-300: ЛУЭ – выход линейного ускорителя электронов; ПП – параллельный перенос; М – мишень; 1–4 – кремниевые поверхностно-барьерные ППД; МВЭ – монитор вторичной эмиссии; ЦФ – цилиндр Фарадея

Число электронов, пришедших через мишень, измерялось МВЭ с точностью до 1%, который калибровался ЦФ. Заряженные продукты электроядерных реакций регистрировались кремниевыми поверхностно-барьерными ППД 1-4, расположенными в пределах прямой видимости мишени. Расстояние от мишени до ППД составляло 40 мм. Геометрический угловой захват – 5...10⁻² ср. ППД 1 и 2 располагались в одной плоскости под углами к направлению пучка $\theta_1 = 90^\circ$, $\theta_2 = -80^\circ$, что соответствует кинематике двухчастичного фоторасщепления ⁶Li на ³He и ³H для энергий возбуждения 20...80 МэВ. Телескоп из ППД 3 и 4 располагался под углом $\theta_3 = -90^{\circ}$. Толщины ППД 1 и 2 составляли 1000 мкм, ППД 3(*ΔE*) – 30 мкм, ППД 4(*E*) – 130 мкм.

Для подавления фона мишени между нею и ППД помещался очищающий магнит с напряженностью поля 0,3 Тл, и с ППД снимался только быстрый компонент импульса тока. ППД усиливались, анализировались Импульсы с на совпадение, и их амплитуды записывались в Х- и У-регистры амплитудного анализатора импульсов АИ-1024. В результате получался двумерный спектр совпадающих импульсов. Методика эксперимента подробно описана в работе [42]. В качестве примера на рис 6.10 приведен двумерный спектр импульсов с ППД 1 и 2, полученный на мишени ⁶Li с начальной энергией электронов $E_0 = 217$ МэВ. События от реакции ⁶Li(γ , t)³He расположены на диагонали, что следует из примерного равенства масс ³Не и ³Н.

Полученный двумерный спектр обрабатывали следующим образом: для каждого значения энергии ε_1 , потерянной частицами в ППД 1, находилась площадь под соответствующей полосой в двумерном спектре и далее вычислялось дифференциальное сечение:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{_{^3}He,t}} = \frac{S}{N_{_{g}}N_e\Delta\theta_{_{3\phi}}\Delta\varepsilon_1},$$

где S – число частиц на площади под полосой; $N_{\rm g}$ – число ядер в мишени; $N_{\rm e}$ – число электронов прошедших мишень; $\Delta \varepsilon_1$, – энергетический захват канала для ε_1 ; $\Delta \theta_{\rm sop}$ – эффективный угловой захват, соответствующий периоду от регистрации в двух плечах к регистрации в одном плече.



Глава 6. Электрообразования заряженных частиц на ядрах

Рис. 6.10. Двумерный спектр импульсов с ППД 1 и ППД 2, полученный на мишени ⁶Li с начальной энергией электронов $E_0 = 217 \text{ M}$ эВ

Для определения $\Delta \theta_{
m o \phi}$ проводились калибровочные ²³⁸U в одно- и измерения выхода осколков деления ядра Мишень ⁶Li двухплечевом вариантах эксперимента. заменялась тонкой (чтобы осколки могли вылететь в обе стороны) самоподдерживающейся фольгой из ²³⁸U и ППД 2 $\theta_2 = -90^{\circ}$. устанавливался под углом Значение $\Delta \theta_{2\phi}$ определялось из сравнения числа импульсов, набранных в одноплечевом варианте, с их числом, набранным в режиме совпадений.

Энергетическая шкала калибровалась в ходе эксперимента с помощью α -источников ²²⁶Ra, которые помещались на место экспериментальной мишени. Поправка на потери энергии частицами в веществе мишени вводилась согласно [7] как средняя между потерями ³Не и ³Н, так как при регистрации

6.3.	Двухчастичное	электро	расщепление	ə ^{6, 7} Li
------	---------------	---------	-------------	----------------------

можно идентифицировать тлько реакцию, а не тип частицы. При взаимодействии фотонов с ядрами ⁶Li протекает несколько типов ядерных реакций (табл. 6.2) в одноплечевом варианте эксперимента, в котором проводилась регистрация ядер ³He, в измеряемые сечения наряду с реакцией №5 дают вклад реакции №7 и 9, а если ³He недостаточно отделяется от ⁴He, то и реакции №1–4. Существующие экспериментальные данные о сечениях реакции №5 получены в одноплечевых вариантах экспериментов. Одной из целей настоящей работы была количественная проверка этого приближения.

Таблица 6.2

Номер реакции	Реакция	<i>Е</i> _{пор} , МэВ
1	$^{6}\text{Li}(\gamma, p)^{5}\text{He}\rightarrow p+n+\alpha$	4,7
2	$^{6}\text{Li}(\gamma, n)^{5}\text{Li}\rightarrow p+n+\alpha$	5,5
3	$^{6}\text{Li}(\gamma, n, p)\alpha$	3,7
4	${}^{6}\text{Li}(\gamma, d)\alpha$	1,5
5	${}^{6}\text{Li}(\gamma, t){}^{3}\text{He}$	15,7
6	$^{6}\text{Li}(\gamma, dp)$ t	21,2
7	${}^{6}\text{Li}(\gamma, dn){}^{3}\text{He}$	22,0
8	$^{6}\text{Li}(\gamma, 2pn)$ t	23,4
9	${}^{6}\text{Li}(\gamma, p2n){}^{3}\text{He}$	24,2
10	${}^{6}\text{Li}(\gamma, 2p2n)d$	29,7
11	${}^{6}\text{Li}(\gamma, 3p)3n$	31,9

Примечание. *Е*_{пор} – пороговая энергия реакции.

На рис. 6.11 приведены энергетические спектры ³Не, измеренные в одноплечевом варианте эксперимента с помощью ППД 3 и 4 и в двухплечевом варианте эксперимента с помощью ППД 1 и 2. В двухплечевом варианте эксперимента зарегистрированные частицы не идентифицируются, но однозначно выделяются события, относящиеся к реакции №5. Из рисунка видно, что в пределах точности эксперимента спектры, полученные в одно- и двухплечевых вариантах, совпадают. Это позволяет сделать вывод, что в измеренном интервале энергий вклад в сечение дает практически только реакция №5. Вклад других реакций меньше 15%.



Рис. 6.11. Энергетические спектры ³Не, измеренные в одноплечевом варианте эксперимента с помощью ППД 3 и 4 (светлые кружки) и в двухплечевом варианте с помощью ППД 1 и 2 (темные кружки)

Для сравнения с существующими экспериментальными данными полученные электроядерные сечения были пересчитаны в фотоядерные по методу виртуальных фотонов:

$$\frac{d\sigma_{\gamma}}{d\Omega} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{3_{He,t}}} E_{\gamma} \frac{dE_{3_{He,t}}}{dE_{\gamma}} N_{\gamma}^{-1},$$

где E_{γ} – энергия виртуального фотона; $dE_{^{3}He,t}$, t/dE_{γ} – якобиан

перехода; N_{γ}/E_{γ} – число виртуальных фотонов в интервале 1 МэВ при энергии *E*; N_{γ} рассчитывалось в ПВБП для точечного ядра [39].

Точность пересчета достигала 10% [43], так как в N_{γ} вносятся погрешности, связанные со структурой фотоядерного сечения.



Рис. 6.12. Пересчет сечения фотоядерной реакции ${}^{6}\text{Li}(\gamma, t){}^{3}\text{He}$. Обозначения те же, что и на рис. 6.11.

Полученные в результате пересчета фотоядерные сечения реакции ${}^{6}\text{Li}(\gamma, t)^{3}$ Не приведены на рис. 6.12. Наши данные [44] (обозначения те же, что и на рис. 6.11) примерно на 10% выше данных работы [2] (крестики), что находится в пределах точности абсолютизации экспериментальных сечений примерно в два раза выше данных работы [1] (темные кружки расположены в диапазоне энергий 20...35 МэВ). Сплошные кривые на рис. 6.12 были рассчитаны на основании трансляционно-инвариантной модели оболочек без учета ВКС (кривая 1) и с учетом (кривая 2). Кривая 2 проходит примерно в три раза выше кривой 1, что свидетельствует о существенной роли ВКС.

Таким образом, равенство сечений в одно- и двухплечевом вариантах эксперимента свидетельствует о том, что основным процессом фотообразования ³Не с энергией от 4 до 18 МэВ является реакция ${}^{6}\text{Li}(\gamma, t){}^{3}\text{He}.$

Учет ВКС в трансляционно-инвариантной модели оболочек значительно улучшает согласие расчетных сечений с экспериментальными. Однако в целом расчетные значения

ниже экспериментальных, особенно в «жесткой» части спектра.

6.4. Проявление кластерной структуры ядер ⁶Li, ⁷Li в реакциях γ+⁶Li→³He+³H и γ+⁷Li→⁴He+³H при E_γ = 50…90 МэВ

Ядра ⁶Li и ⁷Li согласно современным представлениям являются примерами наиболее кластеризованных ядер. Основное состояние ядра ⁷Li практически в чистом виде представляет собой α -*t*-кластерную конфигурацию. Основное состояние ⁶Li допускает два равнообоснованных типа кластеризации: *a*-*d* и ³He-³H.

Кластерная природа ядер ⁶Li и ⁷Li стимулировала развитие кластерных моделей [45–47], претендующих на количественное описание без каких-либо подгоночных параметров всех наблюдаемых в реакциях фоторасщепления этих ядер на кластеры.

В работе [45] на базе реакции $\gamma + {}^{6}\text{Li} \rightarrow {}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{H}$ исследовались влияния таких факторов, как выбор *a-d-* либо ${}^{3}\text{He}-{}^{3}\text{H-волновой}$ функции основного состояния ${}^{6}\text{Li}$, роль антисимметризации волновой функции ${}^{6}\text{Li}$, влияние теоремы Зигерта для оператора электромагнитного перехода. Учет этих факторов дает несколько различных величин сечения реакции в области $E_{\gamma} < 40$ МэВ, но оставляет неизменным характер энергетической зависимости сечения. Поэтому отсутствие однозначности в экспериментальных данных по абсолютной величине сечения не позволило сделать выбор в пользу какоголибо способа описания реакции. Однако при $E_{\gamma} \approx 50...-70$ МэВ *a-d-* и ${}^{3}\text{He}-{}^{3}\text{H-модели основного состояния } {}^{6}\text{Li}$ дают различные результаты как по абсолютной величине, так и по характеру энергетической зависимости сечения.

В настоящей работе представлены результаты измерения сечений данных реакций в диапазоне $E_{\gamma} = 50...90$ МэВ и проведено сравнение их с имеющимися теоретическими расчетами на базе кластерных моделей.

Проведенный в работе [46] расчет по α -*t*-модели величины сечения реакции γ +⁷Li \rightarrow ⁴He+³H и его углового распределения, вплоть до $E_{\gamma} \approx 50$ МэВ, отлично воспроизводит имеющиеся экспериментальные данные.

<u>6.4. Проявление кластерной структуры ядер ⁶Li, ⁷Li в реакциях ...</u> 6.4.1. Реакция γ+⁶Li→³He+³H

Эксперимент приводился на линейных ускорителях электронов ЛУЭ-300 и ЛУЭ-2000 ХФТИ. Экспериментальное оборудование и методика измерений описаны в работе [41]. Там же приведены результаты измерения сечения реакции $\gamma + {}^{6}\text{Li} \rightarrow {}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{H}$ в диапазоне $E_{\gamma} = 25...50$ МэВ. Полученная величина сечения хорошо совпадает с результатами работы [2] (рис. 6.13).





волновыми функциями [45]: $1 - \alpha - d -, 2 - {}^{3}\text{He} - {}^{3}\text{H}$ -модели с учетом теоремы Зигерта, $3 - \alpha - d -, 4 - {}^{3}\text{He} - {}^{3}\text{H}$ -модели без учета теоремы Зигерта; $6 - {}^{3}\text{He} - {}^{3}\text{H} -$ теоретический расчет с учетом теоремы Зигерта [45]: $1 - \alpha - d -, 2 - {}^{3}\text{He} - {}^{3}\text{H}$ -модели с антисимметризацией, $3 - \alpha - d -, 4 - {}^{3}\text{He} - {}^{3}\text{H}$ -модели без антисимметризации

На рисунке приведены расчеты [45], показывающие, как влияют на величину сечения учеты антисимметризации волновой функции ⁶Li и теоремы Зигерта, выбор α -*d*- или ³He-³H-моделей волновой функции основного состояния ⁶Li. Сравнение полученного экспериментального результата с расчетами говорит о необходимости антисимметризации волновых функций и учете обменных мезонных токов. В то же время недостаточная точность измерений не позволяет сказать что-либо о выборе α -*d*- или ³He-³H-моделей волновой функции основного состоянии ⁶Li.

Измерения в сторону больших E_{γ} были продолжены путем регистрации ³Не в одноплечевом эксперименте по методу работы [41] с использованием пучка электронов и пучка фотонов. Преимущество работы с пучком электронов в том, что имеется надежная система измерения тока, прошедшего через мишень. Но при пересчете электронных данных в фотоядерное сечение по методу виртуальных фотонов (МВФ) необходимо знать мультипольную структуру сечения. С другой стороны, при измерениях на у-пучке не нужно учитывать мультипольную структуру сечения, олнако полученный результат имеет худшую абсолютную точность. Поэтому измерения проводились с пучками электронов и тормозных фотонов. Результат, полученный с тормозными фотонами, нормирован к электронным данным в области $E_{\gamma} \approx 50$ МэВ, где согласно [2] доминируют *E*1-переходы.

Полученный результат представлен на рис. 6.14. Вплоть до $E_{\gamma} = 70 \text{ МэВ}$ результаты на пучках электронов и фотонов совпадают друг с другом и с результатами работы [2]. Поскольку измерения в [2] были выполнены также в одноплечевом эксперименте, но с регистрацией 'Н, совпадение полученных сечений говорит, что в данном диапазоне энергий доминирующий вклад в выход ³Не дает исследуемая двухчастичная реакция. В области $E_{\gamma} > 70$ МэВ, где данные других лабораторий отсутствуют, электронные данные лежат несколько выше фотонных, что может быть объяснено примесью иной (не *E*1) мультипольности (см. ниже). На рис. 6.14 также представлены результаты расчета в α-d- и ³He-³H-Расчет моделях [45]. В α-*d*-модели кластерных с

6.4. Проявление кластерной структуры ядер ⁶Li, ⁷Li в реакциях ...

волновой антисимметризованной функцией, хорошо описывающей сечение при $E_{\gamma} < 50$ МэВ (см. рис. 6.13), дает очень низкие значения по абсолютной величине. Расчет же в ³Не-³Н-модели без антисимметризации, который плохо описывает сечение при $E_{\gamma} < 50$ МэВ, дает хороший результат с точки зрения абсолютной величины. Из работы [45] следует, что учет антисимметризации в ³Не-³Н-модели приведет к сечению, большему по абсолютной величине, чем без антисимметризации, но не изменит характер его поведения. Поэтому из сравнения экспериментальных и теоретических результатов можно сделать вывод, что расчеты в ³He-³H- и α -dмоделях с учетом антисимметризации и теоремы Зигерта, дающие хорошие результаты при $E_{\gamma} < 50$ МэВ, соответственно завышают и занижают сечение при $E_{\gamma} \approx 50...90$ МэВ.



Рис. 6.14. Дифференциальное сечение реакции γ+⁶Li→³He+³H при θ_{с.п.м.} = 90⁰: ● – результаты [2], о – результаты, полученные на пучке фотонов и ■ – на пучке электронов; сплошная кривая – α-*d*-модель с антисимметризацией, штрихпунктирная кривая – ³He-³H-модель без антисимметризации

Из работы [45] видно, что существенное различие в характере поведения сечения реакции в α -*d*- и ³He-³H-моделях связано с его разной мультипольной структурой. В α -*d*-модели в области $E_{\gamma} \approx 60...70$ МэВ наблюдается широкий минимум в сечении *E*1, который заполняется *M*1 сечением, что и приводит к изменению в характере энергетической зависимости сечения. В ³He-³H-модели *E*1 доминирует вплоть до $E_{\gamma} = 100$ МэВ. Поэтому для выяснения мультипольной структуры сечения были проведены измерения выходов при нескольких значениях начальной энергии электронов.



Рис. 6.15. Относительный ход сечения реакции γ +⁶Li \rightarrow ³He+³H: о $-E_{\gamma} = 45...50$, $\Delta - 50...60$, • - 60...70 МэВ. Заштрихованная область – результат расчета по МВФ для $E_{\gamma} = 45...70$ МэВ в предположении *E*1-перехода

6.4. Проявление кластерной структуры ядер ⁶Li, ⁷Li в реакциях ...

Согласно МВФ сечение $\sigma(E_e)$ с ростом начальной энергии электронов E_e ведет себя существенно по-разному для различных мультипольностей перехода. На рис. 6.15 представлен относительный ход сечения для трех областей спектров ³He, соответствующих энергиям виртуальных фотонов в диапазонах: $E_{\gamma} = 45...50$, 50...60 и 60...70 МэВ. Здесь же показана область изохроматического сечения для $E_{\gamma} = 45...70$ МэВ, рассчитанная по МВФ. Видно, что по мере приближения к области $E_{\gamma} = 60...70$ МэВ ход функций возбуждения все сильнее отклоняется от *E*1-зависимости.

6.4.2. Реакция ү+⁷Li→⁴He+³H

Измерение сечения данной реакции проводилось по методике, аналогичной измерению сечения реакции $\gamma + {}^{6}\text{Li} \rightarrow {}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{H}$. На рис. 6.16 приведены результаты эксперимента расчета по $\alpha - {}^{3}\text{H}$ -кластерной модели [46].



Рис. 6.16. Дифференциальное сечение реакции γ+⁷Li→⁴He+³H при θ_{с.ц.м.} = 90⁰: ● – результаты [48]; о – результат, полученный на фотонах и ■ – электронах; кривая – расчет по *a*-*t*-модели [46]

Хорошее совпадение результатов, полученных на фотонном и электронном пучках, говорит о правильном выборе *E*1-мультипольности при пересчете электронных данных по МВФ. Согласно ⁴He-³H-кластерной модели [46] сечение данной реакции для $\theta_{c.ц.м.} = 90^{\circ}$ полностью

определяется *E*1-переходами вплоть до $E_{\gamma} = 100 \text{ M}$ эB. Однако сравнение экспериментального результата с расчетом указывает на существенное различие как по абсолютной величине сечения, так и по характеру энергетической зависимости. Подобный результат нельзя объяснить вкладом реакций с ⁴He, многочастичных вылетом поскольку экспериментальное сечение значительно меньше теоретического. Возможной причиной такого рассогласования является использование В расчетах длинноволнового приближения.

Список литературы к главе 6

1. G. Janghaus, K. Bangert, U.E.P. Beig, et al. The photodesintegration of 6 Li and 7 Li // Z. Phis. A. 1979, v. 291, N 2, p. 353-365.

2. Y.M. Shin, D.M. Skopik, J.I. Murphy. The ⁶Li { γ , t) ³He reaction dipol sum rules and cluster structure of ⁶Li // Phys. Lett. B. 1975, v. 55, N 3, p. 297-300.

3. В.П. Денисов, И.Я. Чубуков. Проявление кластерной структуры ядра ⁷Li в реакции (γ, t) // Ядерная физика. 1982, т. 35, №1, с. 11-15.

4. В.П. Лихачев, И.Г. Евсеев, А.Ю. Буки, А.А. Немашкало, С.А. Пащук, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, В.А. Фартушный, В.А. Степаненко, В.Б. Шостак. Энергетические спектры продуктов реакции электрообразования заряженных частиц на ядрах ⁹Be, ¹²C, ²⁷Al // УФЖ. 1984, т. 29(3), с. 331-335.

5. И.М. Ткач. Предусилители и усилители сигналов от кремниевых поверхностно-барьерных детекторов для исследования заряженных частиц: Препринт ИЯИ АН УССР, КИЯИ 76-15. Киев, 1976, 7 с.

6. В.М. Хвастунов, Н.Г. Афанасьев, Ю.В. Владимиров и др. Электрорасщепление ²⁷Al // Ядерная физика. 1980, т. 32, №1, с. 297-298.

7. Н.И. Пучеров, С.В. Романовский, Т.Д. Чеснокова. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1–100 МэВ. Киев: «Наукова думка, 1975, 312 с.

8. I. Murphy, H. Gehrhardt, D.M. Skopik. Electroproduction of alfa particles from various nuclei // Nucl. Phys. A. 1977, v. 277,

N 1, p. 69-76.

9. О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. Справочник по ядерной физике. Киев: «Наукова думка, 1975, т. 10, 416 с.

10. Г.Г. Таран. Фоторасщепление углерода. Реакции с вылетом нескольких частиц // Ядерная физика. 1968, т. 7, №3, с. 478-492.

11. В.В. Кириченко, А.Ф. Ходячих, П.И. Вацет и др. Исследование реакции ${}^{12}C(\gamma, p\alpha)^7$ Li и ${}^{12}C(\gamma, n\alpha)^7$ Be при $E_{\gamma max}$ -120 МэВ // Ядерная физика. 1979, т. 29, №3, с. 572- 581.

12. A.C. Shotter. Virtual photon intensity and finite nuclear size effects // J. Phys. G. 1979, v. 5, N 3, p. 371-379.

13. В.П. Лихачев, А.Ю. Буки, И.Г. Евсеев, А.А. Заяц, Ю.В. Владимиров, С.А. Пащук, Г.А. Савицкий, О.Г. Савчук, В.М. Хвастунов, В.А. Фартушный, В.Б. Шостак. Вклад квадрупольных возбуждений в сечение электрообразования гелия на ядрах ⁹Ве и ¹²С // Ядерная физика. 1986, т. 44, в. 6(12), с. 1377-1383

14. J.D.T. Arruda-Neto, S.B. Herdade, et al. // Phys. Rev. 1978, v. 18, p. 863.

15. J.D.T. Arruda-Neto, B.L. Berman // Nucl. Phys. 1980, v. A349, p. 483.

16. J.D.T. Arruda-Neto, B.L. Berman, et al. // Phys. Rev. 1980, v. C22, p. 1996.

17. J.D.T. Arruda-Neto, B.L. Berman, et al. // Phys. Rev. 1981, v. C23, p. 2595.

18. A.C. Shotter, D. Brandjord, et al. Nucl. Phys. 1977, v. A290, p. 55.

19. Ю.М. Волков, А.В. Игнатьев и др. // Ядерная физика. 1980, т. 32, с. 595.

20. B. Wolynec, W.R. Dodge, et al. // Phys. Rev. 1980, v. C22, p. 1012.

21. В.В. Нога, С.А. Пащук и др. // Ядерная физика. 1981, т. 34, с. 1431.

22. В.И. Нога, Ю.Н. Ранюк, П.В. Сорокин // Ядерная физика. 1974, т. 19, с. 945.

23. C.B. Palmer, K. Toth, et al. // Phys. Rev. 1971, v. C4, p. 2123.

24. P. Pitthan, F.R. Buskirk, et al. // Phys. Rev. 1980, v. C21, p. 28.

25. Н.Н. Пучеров, А.В. Борзановский и др. Таблицы пробегов заряженных частиц с энергией до 8 МэВ. Киев: «Наукова думка», 1977.

26. Г.Г. Таран // Ядерная физика. 1968, т. 7, с. 478.

27. F.K. Coward, J.J. Wilkins // Proc. Roy. Soc. 1955, v. 228, p. 376.

28. И.В. Догюст, В.И. Волощук и др. // УФЖ. 1982, т. 27, р. 1465.

29. Г.Г. Таран // Ядерная физика. 1969, т. 10, с. 211.

30. Ю.В. Наумов, О.Е. Крафт. Изоспин в ядерной физике. Л.: «Наука», 1972.

31. I.M. Eisenberg, M.E. Rose // Phys. Rev. 1963, v. 131, p. 848.

32. W.C. Barber, T. Wiedling // Nucl. Phys. 1960, v. 18, p. 575.

33. Ю.М. Волков, А.В. Игнатьев и др. Препринт ЛИЯФ №536. Л., 1979.

34. L. Meneghetti, S. Vitale // Nucl. Phys. 1965, v. 61, p. 316.

35. W. Scobel, M. Blann, A. Mignerey // Nucl. Phys. 1977, v. A287, p. 301.

36. T. Namura, H. Utsunomiya, et al. // Phys. Rev. Lett. 1978, v. 40, p. 694.

37. A.G. Flowers // Phys. Rev. Lett. 1978, v. 40, p. 709.

38. I.I. Murphy, H.I. Gehrkardt, D.M. Skopik // Nucl. Phys. 1977, v. A277, p. 69.

39. E. Wolynec. Electrodisintegration experiments and virtual photon theory // Труды V Семинара электромагнитных взаимодействий ядер при малых и средних энергиях. М.: ИЯИ АН СССР, 1982, с. 84-109.

40. Н.А. Буркова, М.А. Жусупов. Двухчастичное фоторасщепление изотопов лития // Физика атомного ядра и космических лучей. Алма-Ата: Изд-во Каз. ун-та, 1982, с. 50-56.

41. В.П. Лихачев, И.Г. Евсеев, А.Ю. Буки, Ю.В. Владимиров, С.А. Пащук, Г.А. Савицкий, В.М. Хвастунов, В.А. Фартушный, В.Б. Шостак, В.А. Степаненко. Двухчастичное фоторасщепление ^{6,7}Li // УФЖ. 1987, т. 32, №9, с. 1293-1296.

42. В.П. Лихачев, Ю.В. Владимиров, И.Г. Евсеев и др. Работа полупроводниковых детекторов в условиях прямой видимости мишени на ускорителях с большой скважностью пучка: Препринт ХФТИ 85-21. Харьков: ХФТИ АН УССР, 1985, 17 с.

43. В.П. Лихачев, Б.В. Мазанько, А.А. Заяц и др. Вклад гигантских резонансов в инклюзивные сечения электроделения ядра ²³⁸U: Препринт ХФТИ 85-20. Харьков: ХФТИ АН УССР, 1985, 18 с.

44. В.В. Деняк, И.Г. Евсеев, В.П. Лихачев, С.А. Пащук, В.М. Хвастунов. Проявление кластерной структуры ядер ⁶Li, ⁷Li в реакциях γ + ⁶Li \rightarrow ³He + ³H и γ + ⁷Li \rightarrow ⁴He + ³H при $E_{\gamma} = 50-90$ МэВ // Ядерная физика. 1993, т. 56(1), с. 26-31.

45. Н.А. Буркова, М.А. Жусупов, Р.А. Эрамжян. Препринт ИЯИ АН СССР П-0531. М., 1987.

46. N.A. Burkova, M.A. Zhusupov, R.A. Erazihyan. Preprint 702. M.: Inst Nucl. Research Acad. Sci. USSR, 1991.

47. Н.А. Буркова, М.А. Жусупов // Известия АН СССР. Серия физическая. 1987, т. 51, №1, с. 182.

48. D.M. Skopik, J. Asai, et al. // Phys. Rev. 1979, v. C20, p. 2025.

Глава **7**

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ПУЧКЕ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ С Е^{макс} = 150 МэВ МЕТОДОМ ДИФФУЗИОННОЙ КАМЕРЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Многочастичные фотоядерные реакции до настоящего остаются наименее изученными времени ИЗ всего многообразия ядерных процессов, несмотря на то, что в этих реакциях можно получить ценные сведения о механизме взаимодействия налетающей частицы с ядром, о нуклоннуклонных корреляциях роли многочастичных и конфигураций в ядрах. В процессах с несколькими частицами в конечном состоянии существует больше кинематических параметров и есть возможность получить сведения о ядерном взаимодействии и структуре ядра, которые нельзя извлечь из анализа бинарных процессов. Необходимая информация о механизмах реакций может быть получена в фотоядерных реакциях, вызванных электромагнитным взаимодействием, свойства которого детально изучены. Поэтому в фотоядерных реакциях проще, чем в реакциях под действием нейтронов и заряженных частиц, отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения. Гамма-квант вносит в ядерную что позволяет систему малый импульс, исследовать взаимодействие нуклонов и кластерных подструктур на малых межнуклонных расстояниях. Эти процессы также ценны тем, что позволяют получить сведения о свойствах других ядер, не наблюдаемых непосредственно в конечном состоянии. Фотон взаимодействует ядерной подструктурой с типа квазидейтрона или квазиα-частицы, а остальная часть ядра является наблюдателем. Кластер или фрагменты кластера покидают ядро, оставляя ядро-наблюдатель в основном или Это возбужденном состоянии. позволяет исследовать энергетические и угловые корреляции частиц на разных этапах
реакции. Такой анализ дает возможность детально исследовать механизм взаимодействия электромагнитного излучения с кластером и получить дополнительную информацию для ядерной многочастичной проблемы в общем.

7.1. Диффузионная камера 7.1а. Историко-биографические сведения

Создание установки с диффузионной камерой на ускорителе ЛУЭ-300 в начале 60-х годов XX столетия явилось значительным вкладом в развитие трековых методов исследования фотоядерных реакций не только в ХФТИ, но и в СССР. В то время в ХФТИ также активно проводились работы по созданию установок с жидководородной и пропановой пузырьковыми камерами, искровой и, несколько позже, – со стримерными камерами.

Установка с диффузионной камерой (ДК-280) включала в себя широкий комплекс приборов и устройств для получения, формирования и мониторирования пучка фотонов, автоматики управления работой самой камеры и синхронизации ее работы с ускорителем, приборов первичной обработки фильмовой информации [1]. Окончательная обработка проводилась на полуавтоматических устройствах обмера событий (ПУОС) и ЭВМ БЭСМ.

Преимущества ДК-280:

 практически чистая мишень не дает фоновых реакций на других ядрах;

 из-за малой плотности среды мишени – низкий порог регистрации частиц;

 наличие магнитного поля позволяет надежно идентифицировать продукты реакции и отделять однозарядные частицы от двухзарядных;

– она является одновременно и 4π -детектором, и мишенью;

– документальность информации.

Существенным методическим достижением является то, что в результате очень тщательного подбора режима [2] удалось добиться хорошей работы камеры и проводить эксперименты не только на традиционном ⁴Не, но и на смеси гелия с метаном, азотом или кислородом и запускать в камеру

до 10⁶ фотонов в одну посылку ускорителя, что позволило получать до 10–15 событий на кадре.

На этой установке к концу 70-х годов получено свыше 200 тыс. стереофотографий (более 2 млн событий), что дало возможность получить обширные экспериментальные результаты по изучению механизмов фотоядерных реакций как на ядрах s-оболочки (⁴He), так и на ядрах p-оболочки (¹²C, 14 N и 16 O).



Диффузионная камера (ДК-280)

В 80-е годы был выполнен огромный объем модернизаций, связанных с камерной техникой эксперимента. Построено отдельное здание (№3а) и сооружен электронно-фотонный тракт (тоннель к этому зданию).

Была создана большая установка, получившая условное название «Электрон», которая кроме каналов получения и формирования электронного и фотонного пучков была оснащена также мезонным каналом и всем необходимым оборудованием и электроникой для работы в управляемом режиме.

Также в 80-е и 90-е годы группа, работавшая на диффузионной камере, взялась за создание более современной трековой методики – стримерной камеры, которая позволяла проводить работу в управляемом режиме, настроившись на определенный канал реакции. Был проведен эксперимент по исследованию упругого рассеяния π^+ -мезонов с энергией 45,5 МэВ на ⁴He.

Естественно, что столь большой объем исследований на таких громадных установках под силу только крупным коллективам, имеющим в своем составе высококвалифицированных работников различных специальностей.

Широкую всестороннюю помощь и поддержку этим работам оказывал на начальном этапе академик АН УССР Вальтер А.К. Руководил группой камерных методик с конца 50-х годов тогда уже ставший лауреатом Государственной премии СССР кандидат физико-математических наук Вацет П.И. Первые технические задания на разработку диффузионной камеры были подготовлены при активном участии тогда еще молодого научного сотрудника, а теперь доктора физико-математических наук, профессора Колесникова Л.Я.

Первые прототипы камер (водородная, диффузионная) созданы в 1958–1959 гг. под непосредственным руководством Тонапетяна С.Г.

К началу 60-х годов окончательно сформировалась под руководством В.И. Волощука группа диффузионной камеры, в которую вошли молодой научный сотрудник Ю.М. Аркатов, несколько инженеров и лаборантов.

Фотографирование событий осуществлялось четырехобъективным стереофотоаппаратом. Эксперименты в основном проводились при энергии фотонов до порога рождения π -мезонов [3]. Точность в определении фотонов в этом диапазоне составляла около 0,5 МэВ, в определении импульса вторичных частиц $\delta P/P - 5\%$, в определении угла

вылета вторичных частиц – около 1°. Была обеспечена качественная работа проявочных машин.

На разных этапах исследований к работам группы подключались инженеры-электронщики, инженеры-конструкторы, а также квалифицированные рабочие различных мастерских.



П.И. Вацет

С.Г. Тонапетян

В.И. Волощук

Несколько позже, на этапе массовой обработки результатов, А.Ф. Ходячих возглавил группу обработки фильмовой информации. Был создан алгоритм реконструкции событий при измерении точек вдоль трека с использованием полуавтоматических аппаратов типа ПУОС. Отдел Любарского Г.Я. работал над программой реконструкции и извлечения кинематических параметров ИЗ данных, измеренных на ПУОС. Так, для обработки измерений впервые в ХФТИ на базе персональных компьютеров системы VAX была создана локальная сеть удаленного доступа.

Основные достижения:

а) при исследовании фоторасщепления ядра ⁴Не защищено шесть кандидатских диссертаций (В.И. Волощук, В.Н. Гурьев, В.А. Золенко, А.Ф. Ходячих, И.М. Прохорец, Ю.П. Ляхно) и две докторские (П.И. Вацет и В.И. Волощук),

б) в 1977 году некоторые материалы, полученные при работе на диффузионной камере ХФТИ, были включены в цикл работ по исследованию расщепления легких ядер γ-лучами высоких энергий, за которые двум нашим ведущим

7.1. Диффузионная камера

сотрудникам – П.И. Вацету и В.И. Волощуку, в составе коллектива ученых из ФИАН, ОИЯИ и Грузии была присуждена Государственная премия СССР в области науки и техники.

в) при исследовании фоторасщепления ядер р-оболочки – защищено три кандидатские диссертации (И.В. Догюст, В.В. Кириченко и Афанасьев С.Н.).



Ю.М. Аркатов



А.Ф. Ходячих

7.1б. Описание установки ДК-280

ДК-280 помещена в магнитное поле с напряженностью 14,6 кЭ и обеспечивает высокое пространственное разрешение. Это дает возможность выполнить измерение импульса частицы с высокой точностью, что обеспечивает надежную идентификацию заряженных частиц и реакций. Совмещая детектор и мишень, ДК-280 позволяет регистрировать частицы малых энергий [4]. Это дало возможность исследовать реакции практически от их порогов. Схема установки приведена на рис. 7.1.

Пучок тормозного излучения электронов с энергией 150 МэВ из линейного ускорителя ЛУЭ-300 1 образовывался после прохождения электронов танталового радиатора 2. Оптимальная толщина радиатора выбиралась исходя из необходимой интенсивности пучка и сохранения шиффовского спектрального распределения фотонов. В толстой мишени вторичные процессы могут привести к относительному увеличению мягкой части спектра фотонов. Многократное

рассеяние электронов перед излучением приводит к существенному увеличению угла раскрытия конуса излучения по сравнению с характеристическим $(m_ec^2)/E_e$ и, следовательно, к уменьшению части фотонов, прошедших коллиматор. Исследовалась зависимость интенсивности пучка γ -квантов, прошедшей через коллиматор радиусом 3 мм, от толщины мишени.

Определено, что с увеличением толщины интенсивность стремится к насыщению, и применение мишени толще 0,1 рад. дл. нецелесообразно, так как это приводит к увеличению фона в экспериментальном зале.

При толщине мишени до 0,1 рад. дл. влияние вторичных процессов на спектральное распределение несущественно. Мишень представляла собой танталовую фольгу толщиной 0,215 мм (~ 0,08 рад. дл.). После радиатора электронный пучок направлялся в могильник 8 поворотным магнитом 3. При отключенном магните ток электронного пучка измерялся с помощью цилиндра Фарадея 4. До цилиндра Фарадея пучок у-квантов проходил в вакууме, а после – по воздуху.

Поперечный размер пучка ү-квантов формировался системой двух свинцовых коллиматоров 5, 7. Размеры коллиматоров: длина – 250 мм, наружный диаметр – 150 мм, внутренний диаметр – 12 мм. Между коллиматорами располагался бериллиевый фильтр-ужестчитель 6 толщиной 2,5 рад. дл. (203,056 г/см²). За счёт фото- и комптон-эффектов фильтр почти полностью убирал ү-кванты малой энергии, которые создали бы существенный электронный фон в камере, не вызывая ядерных реакций.

Заряженные частицы, образовавшиеся на коллиматорах и фильтре, убирались из пучка вторым очищающим магнитом 10. Чтобы ослабить почернение пленки в зоне изображения пучка, прямоугольный профиль пучка размером 6×12 мм формировался еще одним коллиматором. Входное окно в диффузионную камеру изготовлено из алюминия в виде полусферы толщиной 0,5 мм, чтобы выдерживать давления до 10 атм. Оно отнесено от камеры на расстояние 1,7 м. Путь от окна до камеры пучок проходил через трубу с внутренним диаметром 23 мм. Внутренний объем трубы был соединен с рабочим объемом камеры и заполнен рабочим газом.



7.1. Диффузионная камера

Магнит СП-46 12 очищал пучок от заряженных частиц, образовавшихся на входном окне и газе входной трубы. Чтобы не допустить нарушение теплового режима в камере, ее рабочий объем отделялся от трубы майларовой пленкой толщиной 20 мкм. Пучок у-квантов проходил через ДК-280 14, расположенную в магните МС-4В 13.

Абсолютная интенсивность пучка фотонов измерялась квантометром Вильсона 17, а его мониторирование осуществлялось с помощью тонкостенной ионизационной камеры 9. Чувствительность квантометра $C_{\kappa}=2,2\cdot10^{19}$ Кл/МэВ – величина расчетная. Погрешность измерения интенсивности пучка 5%. С помощью электронных схем 18–22, расположенных вне мишенного зала, велось управление 23–27 работой ускорителя и системой фотографирования камеры.

Камера представляла собой замкнутый сосуд ИЗ нержавеющей стали, позволяющий заполнять ее до давления 10 атм. Рабочий объем ДК-280 ограничивался цилиндром из бескалиевого стекла диаметром 280 мм и высотой 60 мм. Благодаря цилиндру обеспечивался линейный градиент температуры по высоте. Сверху рабочий объем накрыт стеклянным диском, чтобы ограничить доступ ионам от конструкционных материалов. Над диском расположен электрический нагреватель, поддерживающий его температуру, равную +11,5 °C. Снизу рабочий объем ограничивался медным днищем, охлаждаемым парами азота до -70 °C. Температуры и их разность выбраны экспериментально исходя из требования, чтобы чувствительная область заполняла весь объем камеры. Градиент температуры поддерживался постоянным автоматическим контролем температуры нагревателя регулированием расхода жидкого азота.

Необходимое перенасыщение пара этилового спирта достигалось в процессе диффузии пара через газ от нагретой охлаждаемой. Средний поверхности к температурный градиент для указанных температур равен непрерывной $\Delta T/\Delta h = 13,5$ град/см. Камера обладала чувствительностью к заряженным частицам.

При фотографировании рабочий объем ДК-280 освещался мощными импульсными лампами с двух сторон через окна из органического стекла и фотографировался

четырехобъективным фотоаппаратом. Использовались объективы типа индустар-50 с фокусным расстоянием f = 37 мм. Фотографирование проводилось с расстояния ≈ 517 мм. Режим фотографирования и обработки фотопленки выбран таким, чтобы треки малой ионизации, оставляемые электронами, не проявлялись.

Экспериментально был выбран режим работы камеры при запуске в нее до 10^6 реальных γ -квантов в импульсе и рабочем цикле 20 с. При этом число событий на стереокадре доходило до 3–5.

Координаты точек вдоль треков измерялись с помощью полуавтоматов типа ПУОС. Результаты измерения считывались в персональный компьютер. Реконструкция треков и извлечение кинематических параметров частиц выполнялись по специально созданным программам [5].

Камера помещалась в поле магнита МС-4В, питаемого постоянным током I = 660 A с нестабильностью 0,1%. В средней части магнита имелось цилиндрическое отверстие диаметром 462 мм для размещения камеры. С помощью измерителя магнитного поля получено распределение напряженности поля в рабочем объеме. Измерения по радиусу выполнены в пределах 0...160 мм, по высоте ± 30 мм от медианной плоскости. Эти пределы выбраны исходя из размеров чувствительной зоны камеры. Неоднородность поля не превышала 4%. Топография магнитного поля учитывалась при определении кинематических параметров частиц.

7.2. Спектральная плотность фотонов, плотность мишени и соотношение пробег–энергия

Полное сечение реакции

$$\sigma(\mathbf{E}_{\gamma}) = \frac{\mathbf{N}(\mathbf{E}_{\gamma}, \mathbf{E}_{\gamma} + \Delta \mathbf{E}_{\gamma})}{\mathbf{N}_{sa} \cdot \mathbf{N}_{\gamma}(\mathbf{E}_{\gamma}, \mathbf{E}_{\gamma} + \Delta \mathbf{E}_{\gamma})},$$
(7.1)

где N(E_γ, E_γ+ Δ E_γ) – число событий, зарегистрированных в интервале энергий Δ E_γ; N_γ(E_γ, E_γ+ Δ E_γ) – число γ-квантов в энергетическом интервале от E_γ до E_γ+ Δ E_γ и N_{яд} – число ядер мишени на 1 см² при длине области взаимодействия 20 см.

Чтобы определить число ү-квантов, необходимо знать поток энергии пучка и его спектр. Энергия пучка W измерялась квантометром Вильсона. Она связана с числом счетов интегратора N_k:

$$\mathbf{W} = \mathbf{N}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_{\text{int}}, \qquad (7.2)$$

где q – постоянная квантометра, ϵ_{int} – постоянная интегратора.

Принято, что тормозное излучение имеет шиффовский спектр (рис. 7.2,а).

Распределение интенсивности ужестченного пучка

$$\mathbf{I}'(\mathbf{E}_{\gamma}) = \mathbf{I}(\mathbf{E}_{\gamma}) \cdot \mathbf{e}^{-\mu(\mathbf{E}_{\gamma}) \cdot \mathbf{x}}$$
(7.3)

показано на рис. 7.2,в. Здесь μ – коэффициент ослабления, энергетическая зависимость которого приведена на рис. 7.2,б. Ослабление вызвано выбыванием фотонов из пучка вследствие фото- и комптон-эффектов. Рост коэффициента с уменьшением энергии приводит к удалению мягкой компоненты. Наряду с этим происходит значительное ослабление интенсивности других участков спектра. Число фотонов N_γ, приходящихся на интервал от E_γ до E_γ+ Δ E_γ,

$$\mathbf{N}_{\gamma} = \frac{\mathbf{I}(\mathbf{E}_{\gamma}) \cdot \Delta \mathbf{E}_{\gamma}}{\mathbf{E}_{\gamma}} \,. \tag{7.4}$$

Удобно ввести нормировочный коэффициент A_{норм} так, чтобы

$$\mathbf{A}_{\text{HOPM}} \cdot \int_{0}^{\mathbf{E}_{\gamma}^{\text{MAK}}} \mathbf{N}_{\gamma} \cdot \mathbf{E}_{\gamma} \cdot d\mathbf{E}_{\gamma} = 1 \text{ M} \ni \mathbf{B}, \qquad (7.5)$$

где Е_ү^{макс} – верхняя граница спектра.

Тогда число γ -квантов N_{γ} в интервале (E_{γ}, E_{γ}+ Δ E_{γ})

$$N_{\gamma}(E_{\gamma}, E_{\gamma} + \Delta E_{\gamma}) = \frac{W}{A_{HOPM}} \cdot \frac{I'(E_{\gamma})}{E_{\gamma}} \cdot \Delta E_{\gamma}.$$
(7.6)

На рис. 7.2, Γ представлен спектр фотонов для потока $W = 1 M_{2}B$.

Число ядер

где ρ_t – плотность газа, г/см³ при температуре t в районе медианной плоскости; N_a – число Авогадро; Р – давление, атм;

L_{взаим} = 20 см – длина области взаимодействия; А – атомный вес.

В основном в эксперименте образуются медленные ионы изотопов гелия, которые останавливаются в рабочем объеме камеры. Их энергия определялась по пробегу.

Пробег частиц R_{α} , г/см² в смеси:

$$\frac{1}{R} = \frac{\omega_1}{R_1} + \frac{\omega_2}{R_2} + \frac{\omega_3}{R_3},$$
(7.8)

где ω_1 , ω_2 , ω_3 – соответственно массовые доли, а R_1 , R_2 , R_3 – пробеги в элементах смеси.

Массовые доли зависят от концентрации в смеси, которая определялась парциальным давлением газов, регулируемым при заполнении камеры.

При давлении, близком к атмосферному, удобнее работать с пробегами частиц, выраженными в сантиметрах – $R_{\alpha}(c_{M}) = R_{\alpha}(\Gamma/c_{M}^{2})/\rho_{c_{M}c_{M}}(\Gamma/c_{M}^{3})$.



Рис. 7.2. Зависимости от энергии: интенсивности тормозного излучения (а); коэффициента поглощения фотонов бериллием (б); интенсивности «ужестченного» тормозного излучения (в) и числа γ-квантов/МэВ (г)

7.3. Методика восстановления треков

События отбирались и визуально идентифицировались с помощью стереолуп. Они зарисовывались на бланках («масках»). По номеру кадра и рисунку находилось событие на пленке и измерялись координаты нескольких (до 30) точек вдоль трека с помощью приборов типа ПУОС. Цена деления дифракционной решетки ПУОС – 2,5 мкм. Работа начиналась с ввода общей служебной информации: даты, времени, идентификатора обрабатываемой реакции, номера прибора и «шапки» события (номера кадра и события, типа трека и признака остановки треков). После этого происходило непосредственное измерение стереотреков.

Рабочий объем камеры фотографировался четырехобъективным фотоаппаратом. На стеклянных пластинках, к которым прижималась фотопленка, нанесены реперные кресты, схема расположения их показана на рис. 7.3.



Рис. 7.3. Схема расположения реперных крестов

Расстояние между крестами 1 и 2 (продольные r_{12}), 2 и 3 (поперечные r_{23}) равнялось 22 мм. Расстояние между четвертыми крестами на левом и правом кадрах – стереобаза $B_{12} = 120$ мм, между четвертыми крестами на верхнем и нижнем кадрах – стереобаза $B_{13} = 100$ мм, а между четвертыми крестами на левом нижнем кадре и правом верхнем –

стереобаза B₂₃ = 156 мм. С помощью изображения крестов пленка выставлялась в положение, которое она занимала при фотографировании; контролировалось качество измерения и проводился учет усадки пленки.

Для непрерывного контроля работы полуавтоматов расстояние между крестами, измеренными на пленке, сравнивалось с расстояниями на прижимном стекле, равном 22 мм. Разности $|\Delta_{12} - 22|$ и $|\Delta_{23} - 22|$ не должны превышать ~ 0,2 мм (±2,5 $\sigma(\Delta_0)$). Отклонение расстояний между крестами от 22 мм считалось усадкой пленки, и на нее введена поправка. Усадка пленки учитывалась при вычислении координат. Как правило, усадка пленки по обоим направлениям не превышала 0,5% (~ 0,11 мм).

Все поправки, в том числе и на оптические искажения, вводились в стандартную программу обработки событий.

Восстановленные координаты точек трека:

$$Z = \frac{B \cdot h}{y_{\pi} - y_{\pi}}, \quad X = \frac{Z}{h} \cdot x, \quad Y = \frac{Z}{h} \cdot y, \quad (7.9)$$

где y_n , $y_n - координаты трека в системе координат на кадре с$ началом в четвертом кресте; <math>h - расстояние от пленки до оптического центра объектива; B - длина стереобазы.

Направляющий косинус импульса n вдоль оси OZ определялся в результате подгонки Z-координат трека линейной зависимостью от длины проекции трека на медианную плоскость. Координаты точек X_i и Y_i подгонялись окружностью. Для определения направляющих косинусов l, m трека использовались направляющие косинусы l_i и m_i вектора, касательного к окружности в первой точке.

Если частица не останавливалась в рабочем объеме камеры, модуль импульса определялся по кривизне трека; если она останавливалась, то ее энергия и импульс определялись по пробегу. В исследуемых реакциях, как правило, частицы останавливались в рабочем объеме камеры. При вычислении пробега учитывалась зависимость плотности газа от температуры, градиент которой по оси Z задавался формулой:

$$\rho = \rho_0 \cdot \mathbf{P} \cdot (1,132 - 0,0034 \cdot (Z_0 - Z)), \qquad (7.10)$$

где ρ_0 – плотность газа при нормальных условиях, г/мм³; Р – давление, атм; Z_0 и Z – координаты медианной плоскости и точки соответственно, мм.

Напряженность магнитного поля Н, кЭ в зависимости от координат:

$$H = 14,73 - 0,0194 \cdot (Z_0 - Z) + 10^{-3} \cdot \Delta H, \qquad (7.11)$$

где $\Delta H = 480 \cdot (7,48 \cdot 10^4 / (242 \cdot r)) \cdot 5 \cdot 10^{-3} \cdot (180 \cdot r)^2$, если r > 60, и $\Delta H = 0$, если $r \le 60$, $r = (X^2 + (Y \cdot 60)^2)^{1/2}$; X, Y – координаты, мм.

7.4. Основные физические результаты *7.4.1. Фоторасщепление ядра* ⁴*He*

Проведено систематическое экспериментальное исследование фотопроцессов на четырехнуклонной системе до порога рождения мезонов в одинаковых физических условиях опыта для всех пяти каналов фоторасщепления ⁴He [2, 3]. Впервые выполнена полная программа исследований механизмов многочастичных реакций на четырехнуклонной системе.

• Впервые получены полные, дипольные и квадрупольные сечения полного поглощения γ-квантов α-частицей. Показано, что дипольные и квадрупольные сечения для (γ, р)- и (γ, п)-реакций в пределах ошибок эксперимента равны. Для трехчастичного фоторасщепления α-частицы впервые обнаружен заметный вклад магнитного поглощения γ-квантов.

• Впервые выполнен мультипольный анализ на основе данных по угловым распределениям продуктов реакций и определены парциальные сечения в E1-, E2- и M1-приближениях. С высокой достоверностью подтверждено различие в поведении коэффициентов угловой асимметрии фотопротонов и фотонейтронов. Определены косинусы сдвига фаз для E1- и E2-амплитуд для (γ, р)-, (γ, п)- и (γ, рп)-реакций. Для фотонейтронов он меняет знак с энергией γ-кванта, а для фотопротонов и трехчастичного процесса — монотонно возрастает вплоть до 150 МэВ. Показано, что вклад от изотропного члена в угловые распределения двухчастичных процессов пренебрежимо мал – порядка 1...2%.

• В области гигантского резонанса в случае (γ , p)- и (γ , n)реакций до 40...50 МэВ основным является резонансный механизм поглощения у-квантов. Экспериментальные данные хорошо описываются моделью оболочек в континуумном приближении и теоретическими расчетами, выполненными в R-матричном формализме с учетом двух возбужденных состояний в α-частице при 27 и 30,5 МэВ. Прямой эффект вносит небольшой вклад во всю область гигантского резонанса. В промежуточной области энергий от 40 до 150 МэВ заметную роль начинают играть обменные мезонные токи. Трехчастичный процесс в основном обусловлен полюсным квазидейтронного Показано. механизмом типа. что взаимодействие в конечном состоянии в этом случае несущественно, в то время как для полного развала оно является определяющим. Показано, что нуклон-нуклонные корреляции вносят заметный вклад в механизм поглощения у-квантов исследуемой системы. Модель квазичастиц хорошо описывает двухчастичные процессы в промежуточной области энергий.

• Впервые проведено непосредственное сравнение экспериментальных данных с фотоядерными дипольными и сумм. квадрупольными правилами Сравнение с теоретическими расчетами позволило сделать определенный вывод о видах потенциала и волновых функций, лучшим образом описывающих фотоядерные процессы на α-частице. Лучшее согласие с экспериментом дают волновая функция, использующаяся в методе Бракнера-Хартри-Фока, и потенциал типа мягкого кора. Хорошие результаты получаются и с использованием потенциала Юкавы с тензорной компонентой и вариационной волновой функцией Ирвинга.

• Впервые проведено исследование смешивания состояний с изотопическим спином T = 0 и 1. Такие исследования важны для проверки принципа зарядовой симметрии ядерных сил, правил отбора по изоспину и энергетической области применимости теоремы Зигерта. Впервые получена оценка разности фаз для случая рассеяния нуклонов на трехчастичных ядрах ПО результатам фотопроцессов.

• Проведены систематические исследования тонкой структуры гигантского резонанса с целью изучения возбужденных состояний малонуклонной системы. Впервые эта проблема решается с помощью (γ , p)- и (γ , n)-реакций одновременно. С большой достоверностью показано наличие 2⁺-состояния с T = 0 при E_{γ} = 30...37 МэВ. Получено указание на возможное существование 2⁺-резонанса с T = 1 при E_{γ} = 40 МэВ.

7.4.2. (у, N)-реакции на ядрах р-оболочки

промежуточных энергий Фотон поглощается коррелированной нуклонной парой, так как вносимая им в ядро энергия должна разделиться между близко расположенными нуклонами, чтобы обеспечить выполнение закона сохранения импульса. Этот факт нашел отражение в квазидейтронной модели Левинджера, предсказывающей пропорциональность сечений фотоядерных реакций сечению фоторасщепления дейтрона. В модели поглощения у-кванта пр-парой с учетом обменных мезонных токов объяснена энергетическая зависимость полного сечения.

Детальные сведения о корреляционных формфакторах можно получить из анализа дифференциальных сечений. В области промежуточных энергий нельзя сделать однозначного вывода о механизме реакций: фотообразование некоторых низколежащих возбужденных состояний промежуточных ядер объясняется в модели двухчастичного механизма, других – в модели одночастичного. Расчеты В нерелятивистском приближении привели к заключению, что механизм прямого выбивания не может объяснить как равенство сечений, так и одинаковый вид угловых распределений в (у, р)- и (у, п)реакциях. Уточнение модели требует экспериментальных результатов по фотообразованию высоковозбужденных состояний, распадающихся преимущественно с образованием адронов. Исследование многочастичных реакций предполагает использование детектора с большим телесным углом захвата.

Здесь сообщаются результаты измерения асимметрии угловых распределений нуклонов из реакций типа A(γ , N)(A-1) на ядрах р-оболочки с образованием высоковозбужденных остаточных ядер (A-1)^{*} и анализ их в модели поглощения γ -кванта пр-парой [6, 7]. Далее представлены результаты

исследования реакций фоторасщепления ядра углерода ${}^{12}C(\gamma, n)^{3}He2\alpha$ и ${}^{12}C(\gamma, p)t2\alpha$ [8, 9], для краткости обозначенные, как (γ , n)- и (γ , p)-реакции, полученные с помощью диффузионной камеры.

Измерены дифференциальные сечения реакции (γ , n) в энергетических интервалах 32...36, 36...38, 38...40, 40...50, 50...60, 60...70 и 70...100 МэВ и реакции (γ , p) в интервалах 30...36, 36...40, 40...50, 50...70 и 70...100 МэВ. Шаг изменения полярного угла нуклона в системе центра масс (с.ц.м.) равен соответственно 15 и 20°. Точки нанесены посередине интервала. Результаты показаны на рис. 7.4. Ошибки статистические. В одинаковых энергетических интервалах угловые распределения (γ , p)- и (γ , n)-реакций имеют подобный вид. Этот результат не согласуется с некоторыми литературными данными, где получена угловая зависимость отношения дифференциальных сечений (γ , p)- и (γ , n)-реакций в случае образования конечных ядер в основном состоянии. Оно плавно уменьшается от 1,7 под углом 45° до 0,35 под углом 150°.

В околопороговой области (30...36 МэВ) распределения близки к изотропным (см. рис. 7.4,а). Это может быть следствием подавления центробежным потенциалом выхода малоэнергетичных нуклонов с отличным от нуля орбитальным моментом. В энергетическом интервале 36...40 МэВ (см. рис. 7.4,б,в) дифференциальные сечения пропорциональны $\sin^2\theta$, показанному на рис. 7.4,6 сплошной линией. В модели прямого механизма и В электрическом дипольном приближении такой вид угловых распределений можно ожидать, если конечное ядро находится в состоянии $\frac{1}{2}^+$. Учитывая высокую энергию возбуждения конечного ядра и вид угловых распределений, можно сделать вывод, что нуклоны выбиваются из s-оболочки ядра углерода. На рис. 7.4, б, в точечной кривой показан результат расчета в модели прямого механизма выбивания протона из s-оболочки. пронормирован на экспериментальные данные и Oh удовлетворительно описывает вид угловых распределений в интервале 36...38 МэВ.

При более высоких энергиях в угловых распределениях появляется изотропная составляющая и асимметрия по

отношению к 90°. Ранее угловые распределения протонов из реакции (γ , p) измерялись при облучении фотоэмульсий тормозными γ -квантами с максимальной энергией 70 МэВ. В отличие от нашего эксперимента они оказались пропоциональными sin² θ во всем энергетическом интервале.





Сравнение с экспериментальными данными по реакции ${}^{12}C(\gamma, p){}^{11}B^*$, полученными при энергии γ -квантов 88 МэВ,

выполнено на рис. 7.4,е. Конечное ядро имело энергию возбуждения 13 МэВ. Результаты пронормированы и представлены треугольниками. В перекрывающейся области углов наблюдается согласие в виде угловых распределений.

Расчет в модели парного поглощения с преобладающим вкладом от обменных мезонных токов для случая образования ядра ¹¹В с энергией возбуждения 13 МэВ показан на рис. 7.4,г,е точечной линией, а в модели прямого механизма – сплошной. Оба результата пронормированы на площадь под экспериментальной кривой. Можно сделать заключение, что в области промежуточных энергий расчет в модели парного поглощения лучше согласуется с экспериментальными данными, чем в модели прямого механизма. Пунктиром показан расчет в рамках квазидейтронной модели, когда дифференциальные сечения в системе γ+пр брались такими же, как и при фоторасщеплении свободного дейтрона.

рис. 7.4,д экспериментальными Ha с данными сравниваются результаты расчета в рамках квазидейтронной модели для двух вариантов угловых распределений в системе γ +np: вида 2+3sin² θ , соответствующего электрическому дипольному поглощению пр-парой, – сплошная линия и взятые из эксперимента фоторасщепления дейтрона пунктирная. Оба результата, пронормированные на площадь экспериментальной кривой, удовлетворительно пол описывают вид угловых распределений. Следует отметить, что симметричные по отношению к 90° угловые распределения в системе у+пр приводят к значительной асимметрии в с.ц.м. реакции. Обычно асимметрия объясняется интерференцией квадрупольных и октупольных амплитуд с дипольными. экспериментом расчетов Согласие с В дипольном приближении может свидетельствовать о неоднозначности такой интерпретации.

Большой телесный угол захвата детектора позволил определить коэффициент асимметрии угловых распределений β как отношение разности площадей под экспериментальной кривой соответственно от 0 до 90° и от 90 до 180° к их сумме:

$$\beta = \left(\int_0^{\pi/2} (d\sigma/d\Omega) d\theta - \int_{\pi/2}^{\pi} (d\sigma/d\Omega) d\theta \right) / \int_0^{\pi} (d\sigma/d\Omega) d\theta .$$
(7.12)

При определении коэффициента асимметрии угловые распределения в (γ , n)-реакции строились в более узких энергетических интервалах, чем на рис. 7.4. Зависимость коэффициента асимметрии от энергии показана на рис. 7.5,а. До 36 МэВ коэффициент мал, в районе энергий 36...40 МэВ он быстро растет, а после 40 МэВ его рост замедляется.

В модели прямого механизма из-за отсутствия отрицательного эффективного квадрупольного заряда у нейтронов следует ожидать симметричных по отношению к 90° угловых распределений. Этому не противоречит величина β только в энергетическом интервале до 38 МэВ. Сплошной линией показана зависимость, полученная по формуле (7.12) из угловых распределений протонов в реакции ${}^{12}C(\gamma, p){}^{11}B^*$ с энергией возбуждения конечного ядра 7 МэВ, рассчитанных в модели парного поглощения, а точечной кривой – расчет в квазидейтронной модели. Оба рамках расчета удовлетворительно описывают поведение коэффициента при энергиях выше 40 МэВ.

Скачкообразное изменение параметров угловых распределений в этом же энергетическом интервале ранее наблюдалось в реакциях ${}^{12}C(\gamma, p){}^{11}B$ и ${}^{16}O(\gamma, p){}^{15}N$, где измерено отношение а/в при подгонке дифференциальных сечений соотношением $d\sigma/d\Omega = a + bsin^2\theta + csin^2\theta cos\theta$.

На рис. 7.5,6 сравнивается поведение коэффициента β и отношения а/в для реакции ${}^{16}O(\gamma, p){}^{15}N$. В дипольном приближении ожидается значение а/в = 2/3. Оно показано 1 на рисунке и находится в согласии с отрезком экспериментом при энергиях ниже 40 МэВ. Кривая 2 представляет расчет в рамках квазидейтронной модели, которая удовлетворительно описывает экспериментальные результаты при энергии выше 40 МэВ. Области энергий быстрого изменения параметров совпадают. Скачкообразное изменение параметров угловых распределений в других экспериментах ранее не наблюдалось. При исследовании реакции ${}^{12}C(\gamma, p)^{11}B$ с образованием основного состояния ${}^{11}B$ дифференциальные сечения при энергиях измерены гигантского резонанса (29,9 МэВ) и квазидейтронной области (37,2 МэВ). Очевидно существенное изменение их вида, однако это осталось незамеченным. Быстрое изменение

параметров можно связать с изменением механизма взаимодействия электромагнитного излучения с ядром при этих энергиях.



Рис. 7.5. Параметры угловых распределений нуклонов в зависимости от энергии γ -кванта: коэффициент асимметрии (а); отношение подгоночных параметров функции $d\sigma/d\Omega = a+bsin^2\theta+csin^2\theta cos\theta$ (б). Обозначения: • – (γ , n), \circ – (γ , p). Кривые описаны в тексте

Энергетическую зависимость коэффициента асимметрии при энергии выше 40 МэВ качественно можно объяснить кинематически в предположении парного поглощения. Из-за импульсного распределения нуклонная пара и остальная часть ядра движутся (в л.с.) в противоположные стороны. После поглощения γ-кванта парой один нуклон и остальная часть ядра образуют конечное ядро в возбужденном состоянии. Если перейти в с.ц.м. реакции, коэффициент асимметрии угловых

распределений, покинувших ядро нуклонов, можно оценить по соотношению:

$$\beta = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{3v_{\mu}}{v_0} + \frac{v_1}{v_p} \right), \tag{7.13}$$

где $v_{\mu} \cong E_{\gamma}/Am$ — скорость с.ц.м. реакции, л.с., m — масса нуклона; $v_0 \cong P_{cp}/(A-2)m$ — средняя скорость системы (A-2) нуклонов, л.с.; P_{cp} — среднее значение модуля импульса прпары, л.с.; $v_1 \cong E_{\gamma}(A-2)/2Am$ — средняя скорость системы γ +пр по отношению к с.ц.м.; v_p — скорость нуклона в системе γ +пр. Результат расчета по этой формуле, показанный точечной кривой на рис. 7.5а, удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Таким образом, нерегулярность в энергетической зависимости параметров угловых распределений можно объяснить изменением механизма взаимодействия электромагнитного излучения с ядром. При энергиях до 38...40 МэВ преобладает механизм прямого выбивания нуклонов, а при более высоких энергиях – механизм парного поглощения.

На рис. 7.6 проводится сравнение коэффициентов асимметрии из реакций на ядре углерода, вызванных γ-квантами с энергией в районе 80...100 МэВ и образованием конечного ядра в различных возбужденных состояниях.

Коэффициенты определены с помощью соотношения (7.13). Для реакции образования основного состояния (ОС), неразделенных основного и первого возбужденного состояния (ВС), а также для неразделенных второго, третьего и четвертого состояний он обозначен квадратиком, крестиком – данные по реакции ${}^{12}C(\gamma, p){}^{11}B$ без разделения ВС конечного ядра. Светлым и темным треугольниками обозначены данные для реакций соответственно ${}^{12}C(\gamma, p){}^{\alpha}Li$ и ${}^{12}C(\gamma, n){}^{\alpha}Be$, светлым и темным кружками – данные настоящего эксперимента для (γ , p)- и (γ , n)-реакций соответственно.



Рис. 7.6. Зависимости коэффициента асимметрии от энергии возбуждения промежуточного ядра. Описание дано в тексте

Наблюдается уменьшение коэффициента асимметрии с ростом энергии возбуждения конечного ядра. Зависимость вида угловых распределений от энергии возбуждения конечного ядра ранее не исследовалась, но она заметна при сравнении угловых распределений протонов с образованием различных состояний ядра ¹¹В. Сплошная линия – расчет в рамках квазидейтронной модели. Результаты согласуются с экспериментом.

7.4.3. Фоторасщепление ядер р-оболочки с выходом не менее двух α-частиц

Исследовались многочастичные фотореакции $\gamma + {}^{12}C \rightarrow 3\alpha$, $\gamma + {}^{16}O \rightarrow 4\alpha$, $\gamma + {}^{12}C \rightarrow n + {}^{3}He + 2\alpha$, $\gamma + {}^{12}C \rightarrow p + {}^{3}H + 2\alpha$ и $\gamma + {}^{16}O \rightarrow n + {}^{3}He + 3\alpha$ [8–13]. Показано, что реакции идут по схеме последовательного двухчастичного типа с образованием на промежуточном этапе возбужденных состояний различных ядер:

$${}^{12}C \rightarrow \alpha_1 + {}^{8}Be^* \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3,$$

$${}^{16}O \rightarrow \alpha_1 + {}^{12}C^* \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + {}^{8}Be^* \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4,$$

$$^{12}C \rightarrow n(p) + {}^{11}C^*({}^{11}B^*) \rightarrow \begin{cases} {}^{3}He({}^{3}H) + {}^{8}Be^* \rightarrow 2\alpha \\ \alpha + {}^{7}Be({}^{7}Li) \rightarrow {}^{3}He({}^{3}H) + \alpha \end{cases}$$

Далее рассмотрим процесс выделения парциальных каналов отдельно по реакциям. *а) Реакции* $\gamma + {}^{12}C \rightarrow 3\alpha, \gamma + {}^{16}O \rightarrow 4\alpha$

Измерено [10, 11] распределение по энергии возбуждения в системе двух α-частиц

$$E_{x}(\alpha\alpha) = M_{ab} - 2m_{\alpha}, \qquad (7.14)$$

где $M_{\mbox{\tiny $\partial \varphi$}}$ – их эффективная масса, а m_{α} – масса α -частицы. Оно показано на рис. 7.7 гистограммами с шагом 0,25 МэВ.





Из нескольких пар α-частиц каждого события заранее нельзя выбрать пару, которая образовалась в результате ⁸Ве. Поэтому в распределении по энергии распада возбуждения E_x нанесены все значения пар двух α-частиц каждого события.

Фазовое распределение вычислялось по формуле

$$f(E_x) \propto E_x^{\frac{3}{2}k-\frac{5}{2}} \cdot (E_x^{\max} - E_x)^{\frac{3}{2}(n-k)-1},$$
 (7.15)

где n – число конечных частиц; k – число анализируемых частиц; E_x^{max} – максимально возможное значение энергии возбуждения системы анализируемых частиц, равное максимальной энергии γ-кванта на данном интервале минус порог реакции.

Фазовое распределение вычислено для тормозного пучка. Так как спектр фотонов непрерывный, то фазовое распределение получено суммированием распределений для узких интервалов, где энергия у-кванта считалась постоянной. Площадь под фазовой кривой нормировалась на число событий, приходящихся на каждый интервал. На рис. 7.7,а сплошной кривой показано фазовое распределение двух частиц трехчастичной системы, а на рис. 7.7,6 – распределение частиц четырехчастичной системы. Сопоставление ДВУХ экспериментальных распределений с соответствующими фазовыми распределениями дает основание утверждать, что реакции идут через канал образования одного или нескольких BC ядра⁸Be. Можно отметить, неразделенных что распределения подобны.

Концентрация событий в околопороговом районе энергии возбуждения объясняется образованием ОС ⁸Ве, параметры которого ($E_0 = 0,092$ МэВ; $\Gamma = 5,57$ эВ и $J^{\pi} = 0^+$) известны. Пара α -частиц, вышедших после распада основного состояния ядра ⁸Ве, надежно идентифицируется. А парциальный канал реакции, соответствующий образованию промежуточного ядра ⁸Ве в основном состоянии выделяется, в обеих реакциях.

В реакции γ +¹²С \rightarrow 3 α [10] распределение по энергии возбуждения в системе двух α -частиц строилось для нескольких интервалов по энергии γ -кванта, и было обнаружено, что ВС ядра ⁸Ве образуются в узких интервалах энергии γ -кванта, и кривые их возбуждения имеют резонансную форму. Относительное распределение событий по каналам реакции (первый столбец табл. 7.1.) приведено во втором столбце. Полученные в эксперименте параметры уровней ядра ⁸Ве даны в третьем столбце, а литературные данные – в четвертом.

Глава 7. Исследование фотоядерных реакций на пучке фотонов

Уровень ядра ⁸ Ве	Вклад, %	Е ₀ , Г, МэВ (экспер.)	Е ₀ , Г, МэВ ([15])
1	2	3	4
OC	16,2±2,9	0,089±0,004;	0,092; 0,00000557
		0,06±0,01	
АП	14,0±2,6	0,72±0,02,	_
1-e BC	41,0±4,3	3,12±0,04;	3,04; 1,5
		$1,89\pm0,07$	
2-e BC	12,8±2,3	10,86±0,21;	11,4; 3,5
		2,91±0,23	
3-е и 4-е ВС	11,4±1,7	16,77±0,18;	16,63; 0,1
		$1,14\pm0,17$	и 16,92; 0,07
$E > 19 M_{\odot}D$	8,6±1,2	22,21±0,32;	_
$E_0 > 10 M3D$		6,05±0,56	

Уровни ядра ⁸Ве и их относительный выход в реакции

В реакции $\gamma + {}^{16}O \rightarrow 4\alpha$ [11, 12] выделен канал образования ⁸Ве, его относительный OC ядра выход 25,44%. Идентифицированы α-частицы, соответствующие ОС ядра ⁸Ве, и им присвоены обозначения α_3 и α_4 . В распределении по энергии возбуждения α1α2-системы не проявляется образование возбужденного состояния ядра бериллия и сделан вывод, что не реализуется процесс $\gamma + {}^{16}O \rightarrow {}^{8}Be^* + {}^{8}Be^{oc}$. Выполнен анализ распределений по кинетической энергии α-частиц, сопутствующих каналу образования основного состояния ядра ⁸Ве. Распределения строились в интервалах, соответствующих максимумам парциального сечения.

Наблюдается наличие двух максимумов, один из которых не меняет своего расположения, в то время как положение второго максимума имеет тенденцию к смещению в более высокоэнергетичную область. Определено, что α -частица, соответствующая образованию второго максимума, является α_1 -частицей, вышедшей из виртуального квазибериллия.

Наличие максимума с постоянным положением объясняется выходом α_2 -частицы, не зависящим от механизма поглощения γ -кванта ядром. Определено, что α_2 -частица совместно с α_3 - и α_4 -частицами образует промежуточное ядро ¹²С. В распределении по энергии возбуждения трех α -

частичной системы $E_x(\alpha_2\alpha_3\alpha_4)$ обнаружено два максимума, соответствующих узкому 0⁺₂ состоянию ядра ¹²C с $E_0 = 7,654$ МэВ и широкому уровню с $E_0 = 10,3$ МэВ, $\Gamma = 3,0$ МэВ. Относительный выход уровня 0⁺₂-11,12%.

В обеих реакциях [10, 12] выделен парциальный канал образования ядра ⁸Ве в ОС и на рис. 7.8 приведено распределение сечений образования этих каналов.

Зависимость сечения от полной энергии системы, равной $T_0 = E_{\gamma} - Q_{I, II}$, (7.16) где Q_I и Q_{II} – пороги соответственно для реакций $^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ (сплошная гистограмма) и $^{16}O(\gamma, 4\alpha)$ (штриховая гистограмма), выбрана для корректного сравнения реакций. Абсолютизация сечений выполнена с учетом поправок на необработанные события. Ошибки статистические.

Зависимости парциальных сечений имеют подобный вид: наблюдается резонансная структура с несколькими максимумами, причем положения максимумов в обеих реакциях совпадают. Выполнена подгонка парциальных сечений линейной комбинацией нескольких функций Брейта-Вигнера.



Рис. 7.8. Парциальные сечения образования основного состояния ядра ⁸Ве. Сплошная гистограмма – реакция ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$, штриховая гистограмма – реакция ${}^{16}O(\gamma, 4\alpha)$

В табл. 7.2 приведены значения максимумов и их ширины. Для реакции ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ – столбцы 1 и 2, для реакции ${}^{16}O(\gamma, 4\alpha)$ –3 и 4. В столбцах 5 и 6 представлены значения уровней ядра 8 Ве, взятые из компиляций спектроскопических данных.

Наблюдается согласие данных в столбцах 1 и 3 (положение максимумов в реакциях) как между собой, так и с данными в 5 (положение уровня ядра ⁸Ве). Данные по ширине коррелируют таким же образом.

Таблица 7.2

Положение максимумов парциальных сечений канала образования OC ядра ⁸Be

$^{12}C(\gamma,\alpha)^8Be$		$^{16}\text{O}(\gamma,\alpha\alpha)^{8}\text{Be}$		⁸ Be	
1	2	3	4	5	6
$T^{I} = E^{I}_{\gamma} - Q^{I},$	Γ^{I} ,	$T^{II} = E^{II}_{\gamma} - Q^{II},$	Γ^{n} ,	Е₀,	Γ ₀ ,
МэВ	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ
3,92±0,59	2,36±1,23	4,08±0,21	2,14±0,33	3,04	1,5
10,76±0,18	3,51±1,47	10,70±0,17	3,71±0,38	11,4	3,5
16 29+1 11	1 47±0 58	16 78±0 24	1 82+0 50	16,63	0,1
10,38±1,11	1,47±0,38	10,78±0,24	1,85±0,50	16,92	0,07
				19,86	0,70
19,71±0,15	2,53±1,47	19,45±0,39	3,01±0,64	20,10	0,88
				20,20	0,72
22,51±0,25	1,07±0,41	_	_	22,2	0,8

Такая зависимость положения максимумов парциальных сечений и энергий возбуждения ядра⁸Ве качественно объясняется в рамках модели поглощения у-кванта квазиачастичной парой. Фотон взаимодействует с виртуальным квазибериллием, переводя его в ВС. Положение этого состояния проявляется в сечении канала: $E_{\gamma} = E_0({}^8Be) + Q_{I, II}$, где $E_0({}^8Be)$ – значение максимума уровня ядра 8Be (5-й столбец). Ширина резонансов парциального сечения Г(12С) коррелирует с шириной ВС виртуального квазиядра ⁸Ве (6-й столбец). *б) Реакции у*+¹² $C \rightarrow n$ +³ $He+2\alpha$, *y*+¹² $C \rightarrow p$ +³ $H+2\alpha$

При исследовании четырехчастичного распада ядра углерода решался вопрос о типе распада: идет ли реакция прямого развала или последовательного типа с образованием и распадом промежуточных состояний ядер.

В случае прямого развала энергетические распределения должны соответствовать статистическому, частиц вычисленному предположении «симметричного» В распределения полной энергии между всеми продуктами реакции. Статистическое распределение не зависит от характера первичного взаимодействия и определяется только объемом фазового пространства.

На рис. 7.9 даны зависимости средней кинетической энергии (T) конечных частиц обеих реакций от полной кинетической энергии, равной $T_0 = E_{\gamma} - Q_{n,p}$ ($Q_{n,p} -$ энергетический порог реакций). Средняя энергия T находилась для частиц, попавших в интервал 5 МэВ полной кинетической энергии. Точки поставлены посередине интервала.





Прямые линии соответствуют статистическому распределению:

$$T = \frac{T_0 \cdot (A-M)}{A \cdot (n-1)}, \qquad (7.17)$$

где A, M – атомные числа соответственно ядра мишени и распадной частицы (в атомных единицах), n – число частиц в конечном состоянии.

Из рисунка видно, что экспериментальные данные не подтверждают предположение о прямом развале возбужденного ядра углерода. Можно отметить, что с ростом энергии у-кванта средняя кинетическая энергия нуклона

возрастает, превышая расчетное значение. Результат согласуется с моделью прямого выбивания нуклона с учетом корреляции нуклонов. Выход на насыщение кривых для других частиц свидетельствует, что они являются продуктами распада промежуточных BC.

Измерено распределение по энергии возбуждения системы трех частиц: α_1 , α_2 и 3 H(3 He), определенной как

 $E_x = M_{3\phi} - M_{C, B},$ (7.18) где $M_{3\phi} - эффективная масса трех частиц, а <math>M_{C, B}$ – масса ОС соответственно ядер ¹¹С или ¹¹В. Оно показано на рис. 7.10 сплошной (для ¹¹С) и штриховой (для ¹¹В) гистограммами. Фазовое распределение строилось по формуле (7.15).





Сравнение экспериментальных распределений с фазовыми (сплошная гладкая кривая – четырехчастичное фазовое распределение, когда не образуется никаких промежуточных ядер, точечная – трехчастичное, когда возможно образование промежуточного резонансного состояния двух частиц) свидетельствует об образовании одного или нескольких BC ядер 11 C и 11 B.

Максимумы распределений расположены при энергиях $E_0 = (14,7\pm0,3)$ и $(16,3\pm0,1)$ МэВ и имеют полуширину $\Gamma = (3,2\pm0,6)$ и $(3,3\pm0,4)$ МэВ соответственно. Следовательно, реакции последовательного типа – в начальной стадии выбивается нуклон и образуются ВС ядер ¹¹С или ¹¹В. Это согласуется с выводом, полученным из распределений по средней энергии частиц, показанных на рис. 7.9.

Известно, что при этих энергиях ядра ¹¹С и ¹¹В имеют широкие уровни, распадающиеся с выходом частиц ³He(³H) и α . Но наблюдаемые резонансы не совпадают с каким-то конкретным уровнем.

Ядра ¹¹С^{*}и ¹¹В* могут распадаться по схемам:

$${}^{11}C^*({}^{11}B^*) \to {}^{8}Be^* + {}^{3}He({}^{3}H) \to {}^{3}He({}^{3}H) + 2\alpha$$
 (7.19)

И

 ${}^{11}C^*({}^{11}B^*) \to {}^{7}Be^*({}^{7}Li^*) + \alpha \to {}^{3}He({}^{3}H) + 2\alpha.$ (7.20)

Функции возбуждения систем $\alpha\alpha$ и α^{3} He(³H) использованы для оценки относительных вкладов каналов распада ¹¹C^{*(11}B^{*}). Оценка выполнена методом математического моделирования. Функции возбуждения состояний выбраны в виде функций Гаусса. Учитывалась погрешность измерения импульсов ³He(³H) и α -частицы. Результаты слабо зависят от вида угловых распределений в системе распадающихся частиц ⁸Be и ⁷Be^{*}(⁷Li^{*}) при выборе полярной осью вдоль их импульса. Вклады каналов приведены в табл. 7.3.

Отношение вероятностей ветвей распада ${}^{11}B \rightarrow {}^{8}Be + {}^{3}H$ и ${}^{11}B \rightarrow {}^{7}Li + \alpha$ равно 2,85±0,50, а вероятностей образования основного и первого возбужденного состояний ядра ${}^{8}Be \sim 0.38\pm0.07$.

Таблица 7.3

Уровень	Вклад, %
OC ядра ⁸ Be	33,2±2,9
1-е ВС ядра ⁸ Ве	40,6±4,6
2-е BC ядра ⁷ Be(⁷ Li)	26,2±3,8
χ²/точку	0,9

Вклады каналов образования уровней ядер 8 Be и 7 Be (7 Li), %

7.4.4. Резонанс аномалия–призрак ядра ⁸Ве в реакциях ¹²С(γ , 3 α), ¹²С(γ , n)³He2 α и ¹²С(γ , p)³H2 α

Структура ядра ⁸Ве вызывает интерес экспериментаторов и теоретиков. Ядро имеет широкий спектр возбужденных возможность исследовать состояний. что дает роль α-кластеризации в формировании этого спектра. Оно является простейшей системой, которая проявляет ротационные свойства. Возбужденные состояния ядра ⁸Ве были объяснены как уровни ротационных полос. Однако в кривой возбуждения системы 2α-частиц между основным и первым BC ядра ⁸Be неоднократно наблюдался резонанс, идентифицированный как аномалия-призрак (АП). В рамках модели ротационных полос АП не объясняется.

АП ранее неоднократно наблюдался в околопороговых спектрах возбуждения ядра ⁸Ве в многочастичных реакциях. вызванных адронами. Предлагались разные механизмы образования АП. Было сделано предположение, что при малых энергиях аномалия может быть объяснена поведением двухчастичного фазового объема в многочастичных реакциях. Однако позднее было показано, что ни одно из фазовых распределений не имеет резонанса с максимумом в районе 0,72 МэВ. Не подтвердилось это предположение и в экспериментах с большей энергией налетающей частицы. АП также наблюдался в ветвях распада возбужденного ядра 'Ве: ⁹Ве $\rightarrow \alpha + {}^{5}$ Не и ⁹Ве $\rightarrow n + {}^{8}$ Ве. Разность их порогов около 0,8 МэВ. Смешивание каналов могло привести к образованию резонанса. Поэтому в настоящем эксперименте выбраны реакции, на промежуточном этапе которых ядро 'Ве не образуется.

Наиболее успешным было объяснение АП в рамках R-матричной теории ядерных реакций в одноуровневом приближении. Масса ОС на 0,092 МэВ превышает массу двух α-частиц. На его (ОС) распад влияет быстро изменяющаяся в околопороговой области распада проницаемость потенциального барьера. Это приводит к искажению кривой возбуждения ОС и образованию резонанса-сателлита. В этом случае АП должен обладать одинаковыми свойствами с ОС: у них должны быть одинаковыми спин и четность; независимый от кинетической энергии системы 2α-частиц относительный

выход; одинаковые угловые распределения в системе образования 2α-частиц, а также независимость параметров кривой возбуждения АП от типа реакции.



Рис. 7.11. Распределение пар по энергии возбуждения системы двух α -частиц при $E_x < 2$ МэВ: о – реакция ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$, \Box – реакция ${}^{12}C(\gamma, n)^3$ Не2 α и Δ – реакция ${}^{12}C(\gamma, p)^3$ Н2 α . Кривые описаны в тексте

Эти утверждения можно проверить в данном эксперименте благодаря 4π -детектору. Ранее резонанс АП исследовался в основном с помощью одноплечевых детекторов. Использование 4π -детектора позволяет надежно выделить парциальный канал образования ядра ⁸Ве, поскольку наряду с резонансом регистрируются оба продукта его распада. Поэтому в настоящем эксперименте наиболее чистые условия для изучения АП.

Далее представлено исследование реакций ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$, ${}^{12}C(\gamma, n)^{3}He2\alpha$ и ${}^{12}C(\gamma, p)^{3}H2\alpha$, обозначаемых как (γ, α), (γ, n) и (γ, p) [9, 10, 13].

Энергия возбуждения системы двух α -частиц определялась по формуле (7.14). Распределение по E_x при энергии до 2 МэВ показано на рис. 7.11. При энергии 0,25 МэВ

изменен масштаб по оси абсцисс. Слева шаг 0,025 МэВ, справа – 0,25 МэВ.

Функции возбуждения системы двух α -частиц для трех реакций одинаковые. Резонанс, соответствующий ОС ядра ⁸Ве (E₀ ~ 0,1), остался без изменения. Справа от него проявился широкий резонанс. Подгонка распределений справа на рис. 7.11 функцией Брейта-Вигнера дала значения положения максимума E₀ = (0,72±0,02) МэВ и ширины на полувысоте $\Gamma = (0,80\pm0,06)$ МэВ для (γ , α)-реакции, E₀ = (0,72±0,03) МэВ и $\Gamma = (0,75\pm0,09)$ МэВ для реакции (γ , n), E₀ = (0,72±0,04) МэВ с $\Gamma = (0,69\pm0,12)$ МэВ – для реакции (γ , р). В пределах ошибок параметры этого резонанса для всех реакций совпадают. Резонанс может быть идентифицирован как АП.

В рамках R-матричной теории ядерных реакций в одноуровневом приближении следует ожидать, что на распад ОС ядра ⁸Ве влияет быстро изменяющаяся в околопороговой области распада проницаемость потенциального барьера.

Это приводит к искажению кривой возбуждения ОС и образованию резонанса-сателлита. В этом случае АП должен обладать одинаковыми свойствами с ОС. В частности, у них должны быть:

– независимый от энергии в промежуточной системе $(\alpha + {}^{8}\text{Be} \, \text{для реакции} (\gamma, \alpha) \, \text{и} {}^{3}\text{He}({}^{3}\text{H}) + {}^{8}\text{Be} \, \text{для реакций} (\gamma, n) \, \text{и} (\gamma, p))$ относительно ОС выход;

- одинаковые спин и четность;

– одинаковые угловые распределения ядра ⁸Ве (в ОС и АП) в промежуточной системе;

– независимость параметров кривой возбуждения АП от типа реакции.

а) На рис. 7.12 с шагом 3 МэВ кружками показано отношение η выходов АП и ОС в зависимости от $T_0 = E_{\gamma} - \varepsilon$, где E_{γ} – энергия γ -кванта, ε – порог реакции γ +¹²C $\rightarrow \alpha$ +⁸Be для реакции (γ , α). В пределах ошибок отношение постоянно. Среднее значение $\eta_I = 1,01\pm0,08$. Кинетическая энергия в системе ³He(³H)+⁸Be реакций (γ , n) и (γ , p) $T_0 = E_0$ - $\varepsilon_{C, B}$, где E_0 – энергия возбуждения промежуточного ядра ¹¹C(¹¹B), а $\varepsilon_{C, B}$ – порог распада ¹¹C(¹¹B) \rightarrow ³He(³H)+⁸Be. Отношение η в зависимости от T_0 показано на рис. 7.12 квадратиками для реакции (γ , n) и треугольниками для реакции (γ , p) с шагом 2 МэВ. Средние значения $\eta_n = 0,99\pm0,12$ для реакции (γ , n) и $\eta_p = 1,01\pm0,18$ для реакции (γ , p). В пределах ошибок отношения совпадают.



Рис. 7.12. Отношение η выходов АП и ОС в зависимости от энергии системы: о – реакция ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$, \Box – реакция ${}^{12}C(\gamma, n)^{3}He2\alpha$ и Δ – реакция ${}^{12}C(\gamma, p)^{3}H2\alpha$

б) Для парциальных каналов с образованием ядра ⁸Ве в ОС или АП в реакции ¹²С(γ , 3 α) измерены угловые распределения в системе центра α +⁸Ве. На рис. 7.13,а они представлены соответственно темными и светлыми кружками с шагом 20°. Угловые распределения имеют подобный вид. Выполнена подгонка функцией $f(\theta) \sim a+b \sin^2\theta$. Для ОС – $a = 2,21\pm0,94$, $b = 2,84\pm0,77$, χ^2 /точку = 0,89, для АП – $a = 2,63\pm0,96$, $b = 2,02\pm0,76$, χ^2 /точку = 0,81, В пределах ошибок значения совпадают.

На рис. 7.13,6 показаны угловые распределения ядра ⁸Ве в с. ц. м. распадающихся ядер ¹¹С и ¹¹В. Темные и светлые квадратики – соответственно АП и ОС реакции ¹²С(γ , n)³He2 α , а темные и светлые треугольники – соответственно АП и ОС
Глава 7. Исследование фотоядерных реакций на пучке фотонов

реакции ${}^{12}C(\gamma, p)^{3}H2\alpha$. Распределения, построенные с шагом 15°, изотропны. Такой вид угловых распределений можно ожидать, если спин промежуточных ядер (${}^{11}C \ \mu \ {}^{11}B$) $J^{\pi} = 1/2^+$.

в) Угловые распределения α-частиц в системе центра ядра ⁸Ве реакции ¹²С(γ , 3α) представлены на рис. 7.14,а темными кружками для АП и светлыми – для ОС. Полярный угол отсчитывался от направления движения ядра ⁸Ве. Шаг 15°. Распределения гистограммы α-частиц в реакции $^{12}C(\gamma, n)^{3}He2\alpha$ представлены темными И светлыми квадратиками для АП и ОС, а для реакции ${}^{12}C(\gamma, p){}^{3}H2\alpha$ – темными и светлыми треугольниками соответственно на рис. 7.14, б. В трех реакциях угловые распределения α-частиц для АП и ОС имеют одинаковый вид – изотропный. Это означает, что орбитальный момент ядра ⁸Ве в этих состояниях l = 0 и, следовательно, квантовые числа АП $J^{\pi} = 0^{+}$, как и у ОС.

Наиболее успешным было объяснение АП в рамках R-матричной теории ядерных реакций в одноуровневом приближении. По энергии возбуждения ОС отстоит далеко от первого уровня. Поэтому при анализе результатов можно использовать одноуровневое приближение с одним каналом распада. В этом приближении спектральная плотность имеет вид:

$$\rho(\mathbf{E}_{x}) \infty \frac{\frac{1}{2}\Gamma_{0}}{(\mathbf{E}_{0} - \Delta_{0} - \mathbf{E}_{x})^{2} + (\frac{1}{2}\Gamma_{0})^{2}},$$
(7.21)

где Γ_0 и Δ_0 связаны с регулярной F_0 и нерегулярной G_0 кулоновскими функциями: $\Gamma_0 = 2P_0\gamma_0^2$, γ_0^2 – приведенная ширина α -частичного распада, проницаемость потенциального барьера $P_0 = a_0/A_0^2$, a_0 – радиус канала, $A_0^2 = F_0^2 + G_0^2$; $\Delta_0 = S_0^0\gamma_0^2$ – смещение резонанса, $S_0^0 = \frac{a_0}{A_0} \frac{\partial A_0}{\partial r}$. Кулоновские функции F_0 и G_0 для орбитального момента l = 0 вычислены. Если параметры резонанса не зависят от энергии, то можно положить $E_r = E_0 - \Delta_0$, где E_r – энергия резонанса.



Рис. 7.13. Угловые распределения ядра ⁸Ве (светлые знаки – ОС, темные знаки – АП): а – о – реакция ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$; б – \Box – реакция ${}^{12}C(\gamma, n)^{3}$ Не2 α и Δ – реакция ${}^{12}C(\gamma, p)^{3}$ Н2 α

На рис. 7.11 кривой 1 показано $\rho(E_x)$ при $a_0 = 4,44$ фм и $\gamma_0^2 = 0,624$ МэВ, а кривой 2 – при $a_0 = 3,5$ фм и $\gamma_0^2 = 4,28$ МэВ, извлеченные из фазового анализа α - α -рассеяния. Учтены погрешности измерения. Расчетом предсказываются два резонанса, соответствующие ОС и АП. Положение максимума и ширина ОС практически не зависят от параметров канала. В то же время их изменением можно достичь согласия формы расчетной кривой АП с экспериментом. Изменение параметров канала слабо меняет относительную вероятность резонансов, в то время как малые изменения E_r – существенно.

На рис. 7.15 показано распределение спектральной плотности АП в сравнении с литературными данными. Кружками представлены результаты реакции ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$, квадратиками – реакция ${}^{12}C(\gamma, n)^{3}$ Не2 α , треугольниками –

Глава 7. Исследование фотоядерных реакций на пучке фотонов

реакция ${}^{12}C(\gamma, p)^{3}H2\alpha$. График построен в принятых в литературе координатах: по вертикальной оси отложено отношение в процентах числа событий, приходящихся на шаг гистограммы в пересчете на 1 МэВ, к числу всех событий ОС. Наблюдается согласие распределений, свидетельствующее о независимости параметров АП от типа реакции.



Рис. 7.14. Угловые распределения α-частиц в системе покоя ядра ⁸Be (светлые знаки – OC, темные знаки – АП): a – o – реакция ¹²C(γ,3α); б – \Box – реакция ¹²C(γ, n)³He2α и Δ – реакция ¹²C(γ, p)³H2α

Кривая 1 – данные реакции ⁹Ве(d, t)⁸Ве. Она достигает максимума при $E_0 = 0,6$ МэВ. В положении максимума и форме кривой результаты в пределах ошибок согласуются, тогда как в реакции ⁹Ве(p, d)⁸Ве (кривая 2) максимум сдвинут в сторону больших энергий, и распределение имеет большую ширину.

В нашем эксперименте получен значительно больший интегральный выход АП от выхода ОС, равный $1,01\pm0,08$ для реакции (γ , α), 0,99 \pm 0,12 для реакции (γ , n) и $1,01\pm0,18$ для реакции (γ , p), поскольку здесь благоприятные фоновые условия для выделения АП: надежно выделяется канал реакции, так как регистрируются оба продукта распада ядра ⁸Ве.



Рис. 7.15. Распределение по энергии возбуждения АП: о – реакция ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$; □ – реакция ${}^{12}C(\gamma, n)^{3}He2\alpha$ и Δ – реакция ${}^{12}C(\gamma, p)^{3}H2\alpha$. Кривые описаны в тексте

В других экспериментах он колебался в интервале от нескольких сотых до 0,7. В одноплечевых экспериментах с электронными методами регистрации очень трудные фоновые условия: регистрируется одна частица, что не дает возможности надежно выделить каналы образования АП и ОС. Возможно, именно трудность выделения АП в других экспериментах явилась причиной как различных величин интегрального выхода в разных реакциях, так и заниженной его величины.

Кривой 3 показан расчет для реакции ⁹Ве(p, d)⁸Ве в рамках R-матричного формализма и одноуровневого приближения. Вероятность образования АП значительно меньше, а ширина резонанса больше, чем в нашем эксперименте. Возможной

причиной разногласия является слишком большая величина радиуса канала (r = 7 фм).

Кривой 4 показан нормированный на наши данные расчет при радиусе канала $r = 3 \, \phi M$. Распределение близко к нашим данным как в форме кривой, так и в положении максимума (см. рис. 7.15).

Результаты данного эксперимента свидетельствуют, что параметры резонанса АП и относительный выход не зависят от типа реакции. Они согласуются с результатами, полученными в рамках R-матричного формализма и одноуровневого приближения, что АП возникает вследствие модуляции кривой спектрального распределения плотности ОС проницаемостью потенциального барьера.

Список литературы к главе 7

1. Ю.М. Аркатов, П.И. Вацет, В.И. Волощук и др. Установка для изучения фотоядерных реакций // ПТЭ. 1969, т. 3, с. 205.

2. В.И. Волощук. Исследование фотоядерных реакций на ядре ⁴Не при высоких энергиях: Автореф. ... канд. физ.-мат. наук. Дубна, 1970, 20 с.

3. П.И. Вацет. Фоторасщепление ядра ⁴Не: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Харьков, 1973, 370 с.

4. Ю.М. Аркатов, А.В. Базаева, П.И. Вацет и др. Метод обработки стереофотографий с диффузионной камеры: Препринт ХФТИ 70-37. Харьков: ХФТИ, 1970, 24 с.

5. Ю.М. Аркатов, П.И. Вацет, В.И. Волощук и др. Метод обработки и получение физических результатов по фоторасщеплению ⁴Не: Препринт ХФТИ 76-36. Харьков: ХФТИ, 1976, 23 с.

6. А.Ф. Ходячих. Асимметрия угловых распределений продуктов реакций A(γ, *pn*)(A-2) на ядрах ¹²C и ¹⁶O при энергиях до 150 МэВ // Ядерная физика. 1999, т. 62, с. 1355-1357.

7. A.F. Khodyachikh. Photonuclear reactions on p-shell nuclei at intermediate energies // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nucl. Phys. Invest.". 2003, N 2, p. 45-49.

8. С.Н. Афанасьев, Е.С. Горбенко, А.Ф. Ходячих. Исследование механизма реакций четырехчастичного фоторас-

щепления ядра углерода // Ядерная физика. 2007, т. 70, №5, с. 873-881.

9. С.М. Афанасьєв, Є.С. Горбенко, О.Ф. Ходячих. Утворення основного стану ядра ⁸Ве в реакціях ¹²С(γ , n)³He2 α i ¹²C(γ , p)³H2 α // УФЖ. 2007, т. 52, №10, с. 925-932.

10. С.Н. Афанасьев, А.Ф. Ходячих. О механизме образования возбужденных состояний ядра ⁸Ве в реакции $^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ // Ядерная физика. 2008, т. 71, №11, с. 1859-1869.

11. С.Н. Афанасьев. Механизм образования ядра ⁸Ве в реакциях ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ и ${}^{16}O(\gamma, 4\alpha)$ // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія: Фізика. 2011, в. 30, с. 148-153.

12. С.Н. Афанасьев. Образование основного состояния ядра ⁸Ве в реакции ¹⁶O(γ, 4α) // Вісник Харківського національного університету. №1025. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2012, в. 4(56), с. 4-9.

13. S.N. Afanas'ev. The resonance ghost anomaly of the ⁸Be nucleus in the reactions ${}^{12}C(\gamma, 3\alpha)$, ${}^{12}C(\gamma, n)^{3}He2\alpha$ and ${}^{12}C(\gamma, p)^{3}H2\alpha$ // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nucl. Phys. Invest.", 2009, N 3, p. 20-23.

Глава

8

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЯ ЛУЭ-300 МэВ ДЛЯ ИМИТАЦИИ И ИЗУЧЕНИЯ ЯВЛЕНИЙ, ПРОТЕКАЮЩИХ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ И ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

В середине 70-х годов прошлого столетия в ХФТИ был предложен, а несколько позже – научно обоснован и реализован на практике метод изучения и прогнозирования изменения основных свойств материалов реакторостроения с помощью пучков высокоэнергетических электронов И Показано, что В отличие ОТ облучения γ-квантов. низкоэнергетическими электронами (с энергией ниже порога ядерных реакций, для большинства металлов это не меньше 8 МэВ) облучение высокоэнергетическими электронами приводит к образованию не только пар Френкеля, но и сложных радиационных дефектов и продуктов ядерных реакций, как и при реакторном облучении. При энергии электронов 225 МэВ можно облучать образцы толщиной до 30...40 мм либо сборки из тонких образцов такой же суммарной толшины.

С помощью пучков высокоэнергетических электронов и γ -квантов имитируются такие явления, происходящие в материалах ядерных реакторов, как радиационное упрочнение, низкотемпературное и высокотемпературное радиационное охрупчивания, радиационная ползучесть [1–11]. Параметры существующих ускорителей позволяют создавать на образцах для механических испытаний потоки (*e*, γ)-пучков, эквивалентные потокам быстрых нейтронов 10¹⁵ нейтр./(см²·с), E > 0,1 МэВ.

Если по скорости создания смещений существующие сегодня (e, γ) -пучки практически не превосходят реакторы на

быстрых нейтронах, то по накоплению гелия в никеле и хроме пучки высокоэнергетических электронов и γ -квантов приблизительно на два порядка превосходят быстрые нейтроны. Это позволяет экспрессно имитировать явление высокотемпературного радиационного охрупчивания материалов реакторостроения.

Важно также то обстоятельство, что использование систем фокусировки заряженных частиц позволяет облучать только «рабочую часть» образцов, поэтому по сравнению с образцами, облученными в реакторе, образцы после (e, γ) -облучения значительно менее радиоактивны. Эти обстоятельства позволяют существенно сократить срок подготовки имитационных экспериментов и последующих исследований образцов.

Если к этому добавить возможность проведения экспериментов на ускорителях в хорошо контролируемых условиях, то их преимущества как средства для экспрессного прогнозирования механических свойств материалов реакторостроения не вызывают сомнений.

Чрезвычайно интересные возможности для изучения природы радиационных эффектов открываются при облучении пакетов установленных друг за другом тонких образцов пучками высокоэнергетических электронов.

Расчеты, выполненные с учетом основных процессов, ответственных за образование радиационных дефектов и продуктов ядерных реакций, показали, что спектр первично выбитых атомов (ПВА) с глубиной становится более «жестким», и скорость накопления гелия увеличивается. Это возможность использовании пучков дает при высокоэнергетических электронов и у-квантов в одном опыте характеризующиеся получать образцы, различным соотношением скоростей накопления гелия и создания смещенных атомов, характерным как для реакторов на быстрых нейтронах, так и для реакторов со смешанным спектром.

8.1. Процесс образования радиационных повреждений при облучении (*е*, γ)-пучками

Когда на мишень налетает пучок первичных электронов, в ней протекает множество процессов. Вначале первичный электрон теряет свою энергию главным образом вследствие тормозного излучения. При достижении электрона энергии порядка 50 МэВ главным процессом потери энергии становится процесс ионизации.

Тормозные фотоны, которые распространяются почти в же направлении, что и первичные электроны. том взаимодействуют с электронами мишени и создают поток вторичных электронов в результате процессов комптоновского рассеяния и фотоэффекта. Кроме того, фотоны рождают электрон-позитронные пары. которые. аннигилируя. порождают вторичные фотоны. Эти процессы приводят к развитию в мишени электромагнитного каскада с широким энергетическим распределением частиц. Множественные электрон-электронные фотон-электронные И процессы рассеяния, а также угловые отклонения вторичных частиц приводят к поперечному уширению, более быстрому затуханию электронно-фотонного ливня в облучаемом материале.

Ливневые частицы, взаимодействуя с атомами мишени, создают радиационные повреждения. Электроны ливня, рассеиваясь на ядрах, создают ПВА, которые образуют дефекты в результате развития каскадов атом-атомных соударений. Фотоны, взаимодействуя с ядрами, возбуждают в них каскады нуклон-нуклонных столкновений, что приводит к выходу из ядра наиболее энергетических нейтронов и протонов. Далее ядро вследствие флуктуации испускает нейтроны и α-частицы или делится на осколки. Получающееся ядро может оказаться нестабильным; пройдя цепочку радиоактивных распадов, оно приходит в стабильное состояние.

Если энергия поглощенного ядром ү-кванта недостаточна для развития внутрикаскадных процессов, переход в стабильное состояние осуществляется путем излучения у-кванта.

Импульс остаточного ядра определяется разностью

импульсов первичного γ-кванта и импульсов всех вышедших частиц. При поглощении высокоэнергетического γ-кванта энергия ПВА составляет несколько мегаэлектронвольт, а в случае поглощения γ-кванта относительно низких энергий – несколько сотен электронвольт. Таким образом, облучение материала высокоэнергетическими электронами и γ-квантами приводит к появлению в нем следующих радиационных повреждений:

1) смещенных атомов, причем ПВА имеют широкий диапазон энергий от *E*_d до 10 МэВ;

2) газообразных продуктов фотоядерных реакций: изотопов H, He, а также тяжелых газов;

3) радиоактивных ядер;

4) примесей.

Были проведены вычисления пространственного распределения скоростей создания дефектов и накопления газообразных продуктов ядерных реакций в сборке образцов различных металлов (алюминий, никель, железо, хром, стали и облучаемой электронами энергией 225 МэВ. др.), с Вычисления проводились методом математического моделирования с использованием программного комплекса «Имитатор», включающего в себя целый ряд моделей взаимодействия с веществом на ядерном, атомном И макроскопическом уровнях.

При расчете спектров фотонов на малых глубинах (до 0,5 рад. дл.) применялась формула Шиффа с учетом торможения электронов и поглощения фотонов в мишени. Расчет электромагнитного каскада от 0,5 до 1 рад. дл. проводился с использованием высокоэнергетической одномерной модели, учитывающей процессы тормозного излучения и образования пар. При этом угловая расходимость ливня не учитывалась.

На рис. 8.1 приведены энергетические спектры фотонов и вторичных электронов в алюминии, облучаемом электронами с энергией 225 МэВ на глубине 1 рад. дл. Видно, что в спектре вторичных электронов преобладают низкоэнергетические частицы.

Глава 8. Использование ускорителя ЛУЭ-300 МэВ для имитации





Скорость создания повреждений определяется по формуле

$$G = \Phi \sigma_d = \Phi \int dT \, v(T) \langle \frac{d\sigma}{dT} \rangle, \qquad (8.1)$$

где Ф – поток падающих электронов; v(*T*) – каскадная функция (TRN – стандарт с $E_d = 25$ эВ); $\langle \frac{d\sigma}{dT} \rangle$ – суммарный спектр ПВА, определяемый путем математического моделирования.



Рис. 8.2. Энергетический спектр α-частиц, возникающих в алюминии при фотоядерных реакциях

На рис. 8.2 представлен спектр α-частиц, получающихся в результате фотоядерных реакций. Средняя энергия α-частиц около 8 МэВ.

На рис. 8.3 показаны спектры повреждающих энергий ПВА в начале сборки и на глубине 1 рад. дл.

Приведена функция

$$P(T) = \frac{1}{\sigma_d} \langle \frac{d\sigma}{dT} \rangle v(T), \qquad (8.2)$$

где σ_d – сечение дефектообразования.



Рис. 8.3. Спектры повреждающих энергий ПВА в алюминии

Нетрудно видеть, что основная доля (70%) дефектов производится от ПВА с низкими энергиями (T < 1 кэВ). В глубине сборки появляются ПВА с энергиями 1...6 МэВ благодаря неупругим процессам.

На рис. 8.4 сплошной линией изображена концентрация гелия в образцах, которая возрастает с глубиной начиная с нуля. На глубине 1 рад. дл. сечения выходы гелия и водорода соответственно равны 20 и 4 мб. Ввиду высокой диффузионной подвижности водорода при температуре облучения 120 °С водород в тонких образцах (порядка десятых долей миллиметра) не накапливался.



Рис. 8.4. Экспериментальная и теоретическая зависимости концентрации гелия от глубины в алюминии



Рис. 8.5. Зависимость от глубины отношения концентрации гелия к концентрации смещенных атомов

На рис. 8.5 приведено отношение концентрации гелия и концентрации радиационных дефектов в зависимости от глубины; здесь же даны значения, соответствующие быстрому и термоядерному реакторам.

8.1. Процесс образования радиационных повреждений ...

Для экспериментальной проверки этих зависимостей алюминиевые образцы были собраны в сборку, состоящую из пакетов по 8-10 образцов, разделенных образцами никеля, который играл роль радиатора. Сборка образцов облучалась на линейном электронном ускорителе ЛУЭ-300 в ХФТИ пучком электронов 225 МэВ в течение 830 ч при среднем токе 6 мкА, частоте посылок 100 Гц и длительности импульса 1 мкс. Пучок, имевший форму эллипса 5х14 мм, падал на образцы, стоящие один за другим, причем алюминиевые сборки чередовались со сборками никелевых образцов, которые охлаждались сжатым воздухом, температура измерялась хромель-алюмелевой термопарой и составляла (120 ± 5) °С. Был достигнут флюенс $2 \cdot 10^{20}$ эл./см², неоднородность вдоль рабочей части лопатки не превышала 15%. Измерения концентрации наработанного гелия производились путем образца и анализа выделившегося газа. расплавления Максимальная концентрация гелия составила 0,6 аррт, а ее изменение вдоль сборки показано на рис. 8.6. Расчетные находятся хорошем соответствии значения в с экспериментальными данными.



Рис. 8.6. Зависимость удельной активности образца от его местоположения в сборке: о – интегральная активность; x – результаты γ-активационного анализа

С целью контроля распределения дозы облучения вдоль сборки производились измерения суммарной активности отдельных образцов, а также их у-спектральный анализ. Зависимость активности от местоположения образца в сборке изображена точками на рис. 8.6, результаты у-активационного анализа – крестиками. Изучение спектров у-квантов показало, что 98% излучаемой энергии обусловлено радиоактивным распадом изотопа ²²Na. Увеличение активности образцов в начале сборки определяется увеличением числа тормозных γ-квантов с глубиной проникновения электронов в материал. а снижение активности в конце сборки обусловлено уменьшением максимальной энергии фотонов, участвующих в фотоядерных реакциях, а также рассеянием пучка.

8.2. Ускорители электронов, использующиеся для исследований материалов

Основные параметры используемых нами электронных ускорителей и стендов приведены в табл. 8.1. В процессе экспериментов проведения имитационных возникла необходимость В повышении технических параметров действующих ускорительных установок по увеличению интенсивности тока пучка. В связи с этим была выполнена большая программа по модернизации и усовершенствованию ускорителей. Результаты этих работ развили теорию и технику ускорителей, в частности, выполненный цикл теоретических и экспериментальных работ позволил раскрыть природу эффекта поперечной неустойчивости пучка и наметить способы борьбы ним. Разработка и внедрение методов подавления С поперечной неустойчивости в многосекционных электронных ускорителях позволили значительно увеличить интенсивность пучка.

По усовершенствования ускоряющих мере секший интенсивность тока пучка ежегодно возрастала, что способствовало расширению возможностей имитационных экспериментов. Проведенная работа позволила в кратчайшие сроки развернуть новые исследования в области физики радиационных повреждений. Для постановки и проведения этих исследований были разработаны и созданы радиационные стенды.

	8.2	2.	Ускор	оители	элект	ронов,	использ	ующиеся	
--	-----	----	-------	--------	-------	--------	---------	---------	--

Габлица 8.	1
------------	---

Параметры	ЛУ-40	ЛУЭ-300	ЛУ-2000
Энергия, МэВ	1030	823	275
Плавная регулировка энергии, МэВ	640	100300	80300
Средний ток пучка, мкА	150	25	80
Ширина энергетического спектра, %	5	1,5	1
Размер пучка, мм	10x5	10x3,5	10x3,5

Основные параметры радиационных стендов

8.3. Разработка установки для исследования радиационной ползучести материалов

Установка «Краб» была создана для выполнения работ по изучению радиационной ползучести. Основные параметры пучков приведены в табл. 8.2.

Испытания на ползучесть обычно проводились на базе 100...1000 ч, что позволяло регистрировать скорость ползучести на уровне 10⁻⁴ % ч при измерении деформации тензодатчиками с точностью не хуже ±1 мкм.

Таблица 8.2

Основные параметры пучков при исследовании радиационной ползучести на электронном ускорителе ЛУЭ-300 МэВ ХФТИ при нагрузке 50...230 МПа и температуре 200...600 °С (установка «Краб»)

Ускоритель электронов	Энергия, МэВ	Ток, мкА	Скорость образования смещений, смещ./(ат.·с)	Флюенс, смещ./ат (сна)
IIV'3-300	23	28	10 ⁻⁸	до 0,1
515 5-500	250	12	10-8	до 0,1

Большая длина пробега пучков электронов и у-квантов с энергиями в десятки и сотни мегаэлектронвольт дает возможность пакетного исследования большого числа «Краб» (рис. 8.7) рассчитана образцов. Установка на одновременное испытание 12 образцов толщиной

200...300 мкм. Это позволяет получать в одном эксперименте значения радиационной ползучести при различных температурах и нагрузках. Кроме того, от образца к образцу варьируются еще два параметра: спектр ПВА и скорость накопления гелия.



Рис. 8.7. Установка «Краб» для исследования радиационной ползучести на пучках высокоэнергетических электронов и *γ*-квантов

На рис. 8.8 приведены результаты исследований радиационной ползучести отечественных нержавеющих сталей и сталей типа ХНС, предложенных ХФТИ в качестве материалов оболочек твэлов реакторов на быстрых нейтронах. Показано, что скорость радиационной ползучести сталей ХНС в несколько раз ниже, чем у сталей – прототипов.





Рис. 8.8. Модуль радиационной ползучести сталей X16H11M3, X18H10T и сталей XHC, разработанных в ННЦ ХФТИ

8.4. Анализ физической природы некоторых явлений радиационной повреждаемости

На рубеже 60-70-х годов на ускорителе ЛУЭ-300 МэВ начали проводиться облучения модельных материалов, таких алюминия, как монокристаллы лития-фтора, меди, высокоэнергетическими электронами. В работе [5] было показано, что программное нагружение образцов никеля, меди алюминия после облучения высокоэнергетическими И электронами повышает прочностные характеристики материала (такие как предел текучести) в несколько раз при сохранении ресурса пластичности металлов. Кроме того, было установлено, что величина радиационного упрочнения может увеличиваться с изменением энергии дефекта упаковки материала.

На монокристаллах лития-фтора, несмотря на очень низкие флюенсы облучения (меньше 5·10¹⁷ эл./см²) и ограниченные методические возможности (только микротвердость и сжатие), были получены очень интересные результаты. Изучено влияние облучения электронами с

энергией 35...250 МэВ на стартовые напряжения и подвижность дислокаций, величину радиационного упрочнения и его дозовую зависимость [6–8]. Оказалось, что уже при флюенсе 5.10¹⁷ эл./см² предел текучести этих кристаллов увеличивается в 45 раз (!!!), в то время как микротвердость – лишь в два раза.

Эти работы продолжились в 90-х годах уже обновленным коллективом и привели к ряду результатов, важных для всего радиационного материаловедения [9–10]. Так, изучение поведения кристаллов LiF, облученных α-частицами, показало, что не только при высоких температурах, но и при низких (в проявления интервале температур эффекта низкотемпературного радиационного охрупчивания (НТРО)) гелий, образующийся в результате ядерных реакций, может оказывать большое влияние на развитие процесса пластической деформации в облученных материалах: снижать энергию дефекта упаковки, подавлять поперечное скольжение, затруднять размножение дислокаций, усиливать локализацию самым деформации, тем приводя ЭТОТ материал к радиационному охрупчиванию.

В 1972 году утверждается приказом министра среднего машиностроения Программа работ в области радиационного материаловедения и радиационных технологий, а ХФТИ проблеме. Тогда же назначается головным по этой В.Ф. Зеленским была поставлена более конкретная залача по развитию методов имитации эффектов воздействия реакторного облучения на конструкционные материалы с помощью пучков заряженных частиц. Этому способствовало то обстоятельство, что ХФТИ обладал широким набором ускорителей, позволявших облучать материалы пучками протонов, α-частиц и высокоэнергетических электронов с энергией от нескольких ло нескольких сотен мегаэлектронвольт.

В этом ряду важное место занимал ускоритель ЛУЭ-300 МэВ, который давал возможность материаловедам использовать пучки электронов с энергиями 8, 23 и 225 МэВ.

Высокоэнергетические ПВА, образующиеся при развитии электромагнитного ливня, приводят не только к образованию точечных дефектов в виде вакансий и межузельных атомов,

8.4. Анализ физической природы некоторых явлений ...

но также и к образованию сложных комплексных дефектов в виде обедненных зон и дислокационных петель (рис. 8.9).



a

б

Рис. 8.9. Обедненная зона в вольфраме, облученном на ускорителе ЛУЭ-300 МэВ электронами с энергией 225 МэВ (а), и дислокационные петли Франка, обнаруженные в никеле, облученном электронами с той же энергией до дозы порядка 0,001 сна при температуре 600 °C (б)

В качестве примера решения важной научной проблемы рассмотрим ситуацию, сложившуюся в 70-х годах по вопросу о природе так называемого высокотемпературного радиационного охрупчивания (ВТРО), интерес к которому был связан с программой создания материалов для реакторов на быстрых нейтронах, а в перспективе – и для термоядерных

реакторов. Для лучшего понимания всего материала, излагаемого в этом разделе, посмотрим на типичный пример температурной зависимости относительного удлинения облученного высокоэнергетическими электронами материала с гранецентрированным (ГЦК) типом кристаллической решетки (рис. 8.10).



Рис. 8.10. Температурная зависимость относительного удлинения никеля, облученного различными видами заряженных частиц: х – исходный материал; ▲ – электроны с энергией 8 МэВ;
 ▼ – протоны с начальной энергией 9 МэВ (концентрация водорода 2,5·10⁻⁴ ar.%); ○ – электроны с энергией 225 МэВ (0,02 сна, ускоритель Лу-2 ГэВ); ● – электроны с энергией 225 МэВ (0,002 сна, ускоритель ЛУЭ-300 МэВ); △ – α-частицы (концентрация гелия 10⁻⁵ ar.%)

Следует сказать о совпадении основных параметров этой зависимости с аналогичной зависимостью, полученной при испытаниях образцов ГЦК-материалов, облученных в

реакторах. Видно, что уже при низких дозах облучение приводит к существенному снижению пластичности. При этом температурную зависимость можно условно разделить на две области: так называемую НТРО (при температурах испытаний ниже 500 °C) и ВТРО (при температурах испытания выше 600...650 °C).

К середине 70-х годов сложились две точки зрения по вопросу о природе ВТРО. Одна связывала эффект с влиянием продуктов ядерных реакцій, и в частности гелия, а другая - с решающей ролью «вредных» примесей, скапливающихся на вследствие радиационно-стимулируемой границах зерен диффузии. Используя уникальный набор ускорителей ННЦ ХФТИ (ЛУП-9, ЛУЭ-300, Лу-2 ГэВ, ЛУМЗИ), удалось решить важную научную задачу - впервые однозначно доказать решающую роль гелия в эффекте ВТРО реакторных материалов [11, 13]: он наблюдался только в тех случаях, когда в материал внедрялся гелий (электроны с энергией выше порога ядерных реакций, α-частицы) и отсутствовал в условиях максимально содействовавших диффузии вредных примесей на границы зерен (облучение электронами с энергией 8 МэВ, протонами с начальной энергией 9 МэВ).

Совершенно различной оказалась зависимость охрупчивания от степени упрочнения для областей НТРО и ВТРО. Для НТРО величина охрупчивания, определяемая как относительное изменение удлинения ($\Delta\delta/\delta$), пропорциональна величине радиационного упрочнения (рис. 8.11, кривые 1 и 2). В отличие от этого в области ВТРО величина эффекта охрупчивания пропорциональна величине радиационного разупрочнения материала, наблюдающегося при высоких температурах деформаций (см. рис. 8.11, кривые 3, 4).

Это было показано на ряде материалов, деформированных при температурах 650...1000 °С (аустенитных нержавеющих сталях X18H10T, X16H15; никеле электронно-лучевого переплава и др.), при этом величина эффекта радиационного разупрочнения увеличивалась с повышением степени деформации и дозы облучения [14].



Рис. 8.11. Зависимости величины радиационного охрупчивания (Δδ/δ, т. е. относительного изменения пластичности δ) от величины радиационного упрочнения (Δσ/σ, т. е. относительного изменения предела текучести) для реакторной стали 06Х16Н15М3Б

при Т_{исп}: 1 – 20, 2 – 300, 3 – 900 и 4 – 1000 °C, 5 – область значений величин радиационного упрочнения и охрупчивания при 600...650 °C

8.5. Радиационно стойкие циркониевые сплавы

В ННЦ ХФТИ на базе фундаментальных исследований физически обосновано новое направление по созданию радиационно стойких материалов - технология скоростной высокочастотной (СВЧ) обработки, которая формирует в изделиях из циркониевых сплавов, в частности в сплаве Zr-2,5% Nb, комплекс свойств, превосходящих штатную продукцию по физико-механическим свойствам, коррозионной и радиационной стойкостям. Реакторные испытания СВЧобработанных изделий до флюенсов свыше 10²³ нейтр./см² отсутствие деформации результате подтвердили В радиационного роста, уменьшение в 10 раз деформации за счет ползучести и сохранение пластичности на достаточно высоком уровне.





Имитационные эксперименты, проведенные на ускорителе ЛУЭ-300 МэВ ННЦ ХФТИ позволили не только подтвердить высокую степень имитации реакторного облучения (рис. 8.12), но и выяснить ряд новых физических закономерностей в поведении не только этих сплавов. Так, было установлено, что величина радиационного охрупчивания как штатных, так и СВЧ-обработанных образцов слабо зависит от того, облучался ли образец в нагруженном или ненагруженном состоянии, а определяется в первую очередь степенью радиационного упрочнения материалов. Изучена зависимость радиационного охрупчивания от величины предварительной деформации радиационной ползучести. Показано, что сплавы, имеющие более высокое сопротивление радиационной ползучести, обладают и более высокой склонностью к радиационному охрупчиванию. Полученный результат позволяет разработать новый для оценки радиационной подход стойкости. учитывающий оптимальные соотношения склонности материалов к радиационной ползучести и радиационному охрупчиванию [15-17].

Заключение

На основании фундаментальных исследований в области радиационной повреждаемости материалов предложен и научно обоснован метод имитации и изучения основных механических свойств материалов с помощью пучков высокоэнергетических электронов и γ-квантов, позволяющий в одном и том же эксперименте одновременно имитировать радиационные повреждения, образующиеся при эксплуатации материалов в ядерных и термоядерных реакторах с различным соотношением скорости внедрения гелия к скорости создания повреждений.

Метод используется для имитации и изучения явлений радиационного упрочнения, НТРО и ВТРО, радиационной ползучести.

Установлена корреляция между реакторным и имитационным экспериментами, что позволяет прогнозировать изменение механических свойств материалов в условиях эксплуатации.

Список литературы к главе 8

1. В.Ф. Зеленский, В.Е. Иванов, Б.В. Матвиенко, Л.С. Ожигов и др. Имитация и изучение с помощью пучков заряженных частиц некоторых явлений, протекающих в материалах ядерных и термоядерных реакторов // ВАНТ. Серия «ФРП И РМ», 1975, в.1(2), с. 8-25.

2. В.Ф. Зеленский, Л.С. Ожигов, И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко. Имитация и изучение с помощью ускорителей заряженных частиц радиационного упрочнения и охрупчивания материалов // Реакторное материаловедение. Труды конференции по реакторному материаловедению, Алушта, 29.05-01.06.1978. М., 1978, т. 2, с. 192-213.

3. V.F. Zelenskij, I.M. Neklydov, L.S. Ozhigov, V.V. Gann. Utilization de faisceaux d'electrons a haute energie at de rauonnements gamma pour initer et e'tudier les action d'ume irradiation en pile sur les propertiens mechanique des materiaux // Proc. Intern. Conf. "Irradiation Behaviour of metalic materials for fast reactor core component" June 1979, Corse Franse. Supple-ment. P.131-160. 4. V.F. Zelenskij, I.M. Neklyudov, L.S. Ozhigov, V.V. Gann, A.A. Parkhomenko, B.V. Borts, V.F. Stefanov. Utilization of electron accelerators for simulation and studies of radiation effects on mechanical properties of reactor materials // J. Nucl. Mater. 1993, v. 207, p. 280-285.

5. V.V. Gann, L.S. Ozhigov, B. Sing, et al. Cavity formation in aluminium irradiated with a pulsation beam of 225 MeV electrons // J. Nucl. Mater. 1984, v. 122 & 123.

6. В.В. Ганн, Л.С. Ожигов, В.А. Ямницкий и др. Порообразование в чистом алюминии, облученном пучком высокоэнергетичных электронов и гамма-квантов // ВАНТ. Серия «ФРП и РМ». 1983, в. 1(24).с. 41-46.

7. В.Ф. Зеленский, Л.С. Ожигов, И.М. Неклюдов, В.В. Ганн, А.А. Пархоменко. Разработка методик и исследование радиационного охрупчивания и радиационной ползучести с помощью высокоэнергетических электронов и гамма-квантов // Реакторное материаловедение. М., 1990, т. 1,. с. 196-203.

8. И.А. Гиндин, В.П. Дятлов, И.М. Неклюдов. Влияние облучения на эффект программного нагружения ГЦКметаллов с различной энергией дефекта упаковки // УФЖ.1973, т. 18, с. 1117-1121.

9. Р.І. Гарбер, В.М. Михайловський, О.К. Малик, Вплив електронами В.О. Стратієнко. опромінювання 3 енергією 35-250 MeB на рухомість дислокацій в монокристалах фтористого літію // УФЖ. 1971, т.15, с. 755-759.

10. Р.И. Гарбер, А.К. Малик, В.М. Михайловский, В.О. Стратиенко. Температурная зависимость стартовых напряжений дислокаций в кристаллах фтористого лития, облученных электронами с энергией 250 МэВ // УФЖ. 1975, т. 20, с. 1085-1089.

11. Р.И. Гарбер, А.К. Малик. Механические характеристики фтористого лития, облученного высокоэнергетическими электоронами // ФТТ, 1977, в. 6, с. 1643-1649.

12. А.К. Малик, И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко, В.В. Ганн. Влияние гелия на подвижность дислокаций в

кристалле LiF // ВАНТ. Серия «ФРП и РМ». 1997, в. 1(65), 2(66), с. 80-83.

13. И.М. Неклюдов, А.К. Малик, С.Н. Олейник, А.А. Пархоменко, В.П. Божко. Микротвердость кристаллов фтористого лития, облученных α-частицами // Физика и химия обработки материалов. 1998, №4, с. 35-40.

14. И.М. Неклюдов, Л.С. Ожигов, А.А. Пархоменко, В.Ф. Стефанов. Влияние облучения пучками высокоэнергетических электронов и γ-квантов на механические свойства сталей: Препринт ХФТИ 88-53. Харьков: ХФТИ АН УССР, 1988.

15. В.Ф. Зеленский, А.И. Стукалов, И.М. Неклюдов, Л.С. Ожигов, В.М. Грицина и др. // Радиационное материаловедение. Харьков: ХФТИ, 1990, т. 4, с. 55-63.

16. В.Ф. Зеленский, А.И. Стукалов, И.М. Неклюдов и др. Воздействие облучения на деформацию и механические свойства СВЧ-обработанных циркониевых сплавов // ВАНТ. Серия «ФРП и РМ». 1996, в. 1(6), с. 39-50.

17. V.M. Azhazha, A.A. Parkhomenko, L.S. Ozhigov, V.M. Gritsina, T.P. Chernyayeva, V.S. Krasnorutsky. Investigation of irradiation hardening and embrittlement of Zr-2.5%Nb alloy with high-energy beams // Journal of ASTM International. 2008, v. 231-p. 49-57.

Глава 9

РАДИАЦИОННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ ОБЪЕКТОВ

9.1. Диагностика параметров электронного пучка при облучении объектов на радиационном стенде с помощью ионизационной камеры

Высокие требования, предъявляемые в ряде случаев к точности определения дозы по всему объему облучаемых объектов (± 20%) требуют повышения точности установки и контроля положения пучка на объекте в процессе радиационной обработки. Характерным примером может служить облучение хирургической рассасываемой нити (кетгута), когда нужно строго выдерживать заданные дозовые условия (~ 1,8 Мрад), при которых обеспечивалась бы качественная стерилизация нити и при этом существенно не снижалась механическая прочность (не более 30%).

Обычно кетгут поступает на обработку в стеклянных ампулах $Ø \approx 10$ мм, толщиной стенки 0,5 мм, длиной ~ 105 мм, заполненных спиртовым раствором на высоту моточка нити 35...50 мм и упакованных вертикально по 3-4 ряда в картонных коробках. Подобная упаковка представляет собой многокомпонентный, неоднородный ПО высоте (плотность $\rho_1 \sim 1,1$ г/см³ и $\rho_2 \sim 0,4$ г/см³) и сложный для обработки объект. Однако, как было показано ранее [1, 2], в случае гауссова пучка в режиме двухстороннего облучения можно заметно оптимизировать процесс обработки, сосредотачивая приосевую часть потока электронов на нижней наиболее плотной части объектов. Тогда при среднеквадратичном радиусе пучка в плоскости передней стенки объекта о ~ 6,5 см необходимая точность установки центра заряда пучка должна составлять не более ± 0.2 см.

Глава 9. Радиационное облучение объектов

9.1.1. Экспериментальная установка

До настоящего времени для контроля положения пучка на радиационном стенде использовался пропорциональный ионизационный датчик пролетного типа, представляющий систему из горизонтальных и вертикальных проволочек, отстоящих друг от друга на 10 мм (по 5, из них 2 – сигнальные и 3 – потенциальные), и обеспечивающий необходимую точность.





источник электронов; 2 – волноводный ускоряющий тракт;
 цилиндр Фарадея полного поглощения; 4 – выходное окно ускорителя; 5 – конвейер с облучаемыми объектами; 6 – ионизационная камера; 7 – микроамперметр Ф-195; 8 – коммутатор пластин (ламе-

лей); 9 – регулируемый источник питания постоянного тока 0...300 В; 10 – стена бункера ускорителя (отражатель)

Однако из-за малости сигналов датчика и высокого коэффициента усиления схемы (~ 3·10⁴ по четырем каналам), электроника оказывается достаточно сложной. Кроме того, относительная трудоемкость процедуры установки датчика на оси с помощью секционированного цилиндра Фарадея, а также потребность в обязательных проверках и балансировках усилителей перед каждым сеансом облучения снижают эффективность всего технологического цикла. На других электронных ускорителях используется система измерения профиля пучка

электронов по распределению поверхностной β-активности [3], которая обладает рядом недостатков, один из основных – отсутствие оперативности при измерении профиля пучка, так как в этой методике производится измерение не самого пучка, а наведенной активности, при этом задействуются специальный стенд и пневмопочта.

В настоящей работе представлены основные характеристики разработанной плоскопараллельной ионизационной камеры специальной конструкции для диагностики пучка на ускорителе, позволяющей не только избавиться от указанных выше недостатков, но и реализовать дополнительные функциональные возможности системы (измерение малых токов, оперативное определение профиля пучка и положения его центра).

Схема установки показана на рис. 9.1. Рабочие параметры пучка ускорителя: средняя энергия электронов ≤ 16 МэВ; энергетический разброс пучка 10%; длительность импульса тока 1,7·10⁻⁶ с; частота посылок 1...100 Гц; средний ток пучка ≤ 100 мкА.

Камера установлена за конвейером с объектами на защитной стене бункера, являющейся при этом своеобразным естественным отражателем электронов, что позволяет значительно увеличить чувствительность всей установки (так как число отраженных электронов пропорционально интенсивности первичного пучка). Передняя стенка камеры состоит из восьми изолированных друг от друга и от окружающих заземленных элементов установки дюралюминиевых пластин с размерами 3×70×800 мм. Изоляция осуществляется при помощи двух пластин из бакелита толщиной 15 мм, закрепленных на задней стенке камеры. Задняя изолированная от земли стенка камеры представляет собой сплошной дюралюминиевый лист толщиной 0,8 мм. Пластины с зазорами ~ 1,5 мм располагаются горизонтально по направлению перемещения конвейера. Конструкция камеры позволяет осуществлять вертикальное перемещение (до 40 мм), что дает возможность фиксировать оптимальное положение пучка, геометрическая ось которого устанавливается по зазору между центральными пластинами. Подобная процедура выполняется каждый раз при настройке

стенда в заданном режиме для каждой партии облучаемых, одинаковых по высоте и объемному распределению плотности объектов.

Схема соединения элементов ионизационной камеры показана на рис. 9.1. Пластины верхней и нижней половины камеры через коммутатор при помощи проводов сечением $0,5 \text{ мм}^2$ соединяются с двумя одинаковыми измерителями тока. При этом соединения с соответствующим прибором можно делать по одной, симметрично расположенной относительно центрального зазора пластине, либо по нескольким пластинам в различной их комбинации (1–2, 2–3, 1–2–3, 1–2–3–4, 1–3, 2–4), что необходимо для определения плотности тока пучка по вертикали в плоскости камеры. Потенциал отрицательной полярности от источника подается на заднюю стенку камеры.

Таким образом, мы имеем два контура. При этом в цепи измерительных приборов течет часть тока электронного пучка, поглощенного в материале пластин J_{nn} , и ток несвязанных электронов и ионов, образовавшихся в объеме ионизационной камеры $J_{\partial p}$ и $J_{\partial u\phi}$.



Рис. 9.2. Распределение удельной плотности заряда по глубине пластин $\eta_A = -0,115$

Не ставя перед собой довольно сложную задачу строгого теоретического описания и количественных оценок всех физических процессов, происходящих в объеме камеры, представим выражение функциональной зависимости суммарного то-

ка от параметров пучка и конструктивных элементов камеры в общем виде:

$$J_{\kappa} \sim J_{nn}(n_0, E_0, \alpha, \rho, t, S) + J_{\partial u \phi} [n, \varepsilon(E_i), S] + J_{\partial p} [n, \varepsilon(E_i), S, d, U],$$
(9.1)

где n_0 – плотность падающего потока электронов; E_0 – энергия электронов; α – угол падения; ρ – плотность вещества пластин; t – толщина пластин; S – площадь пластин; d – расстояние между стенками; n – усредненная плотность заряженных частиц в объеме камеры; $\varepsilon(E_i)$ – удельная ионизация электронами для воздуха, как функция его энергии (равна 40...500 парам ионов на 1 см пути); U – разность потенциалов.

Более детально нами рассмотрена задача определения части электронного потока, поглощенного пластинами. Выполнено математическое моделирование методом Монте-Карло с помощью пакета программ PENELOPE 2001 [4]¹ прохождения электронного потока с энергией $E_0 = 16$ МэВ, падающего под углом $\alpha = 55^0$ через пластины толщиной t = 3 мм.



Рис. 9.3. Энергетическое распределение обратнорассеянных электронов $\eta_{\rm B} = 0,046$

На рис. 9.2 показано распределение удельной плотности заряда по глубине пластины, на рис. 9.3, 9.4 соответственно – плотности вероятности энергетического распределения отра-

¹ Расчеты с использованием пакета программ PENELOPE 2001 выполнены В.И. Никифоровым.

женных и прошедших электронов. Как следует из этих рисунков (интеграл по зависимости представляет относительные доли электронов), 4,6% падающего потока электронов рассеивается обратно; - 11,5% (за счет вторичной электронной эмиссии) поглощается в материале пластин, что определяет величину тока J_{nn} , и 106,9%, включая вторичные электроны, вылетает за их пределы в объем камеры. Видно, что при этом выполняется правило сохранения общего количества электронов [5], т. е. сумма коэффициентов обратного рассеивания, поглощения, передачи и вторичной электронной эмиссии равна единице ($\eta_B + \eta_A + \eta_T = 1$).



Рис. 9.4. Энергетическое распределение прошедших электронов $\eta_T = 1,069$

9.1.2. Режимы работы ионизационной камеры

Рассмотрим некоторые экспериментальные данные, демонстрирующие особенности работы ионизационной камеры в различных режимах.

9.1.2.1. Режим ионизационной камеры

На рис. 9.5,а приведены вольт-амперные характеристики ионизационной камеры, измеренные при средней спектральной энергии падающих электронов 16 МэВ на двух центральных пластинах, предварительно установленных по пучку симметрично и соединенных параллельно между собой. Указанные на рисунке в качестве параметров кривых величины тока пучка на спаренных пластинах определены расчетным путем по данным измерения полного тока J_0 с помощью цилиндра

Фарадея в предположении гауссова распределения плотности потока электронов. При среднеквадратичном радиусе пучка по вертикали в сечении расположения камеры $\sigma = 9,5$ см имеется прямая зависимость $J_2 = 0,5243 \cdot J_0$.

Как следует из приведенных данных, при изменении напряжения U в диапазоне 0...300 В наблюдается существенное нарастание тока (до 200 раз), обусловленного как электронной, так и ионной компонентами, и просматривается тенденция насыщения камеры. Вместе с тем, зависимость тока камеры $J_{2\kappa}$ от тока пучка на пластинах J_2 для разных значений напряжений U в этом диапазоне, как видно из рис. 9.5,6), является практически линейной. Максимальная величина отношения этих токов, представляющая относительную чувствительность камеры, $k = J_{2k}/J_2$, $k \approx 2,7$ (при U = 300 В).



Рис. 9.5. Вольт-амперная характеристика ионизационной камеры при энергии электронов 16 МэВ:
 а – зависимость тока камеры от рабочего потенциала при разных токах пучка J₂:
 1 – 2,6, 2 – 5,2, 3 – 10,5, 4 – 21,0, 5 – 31,5, 6 – 42,0 и 7 – 47,2 мкА;

б – зависимость тока камеры J_{2k} от тока пучка J_2 при различных величинах потенциала на задней стенке U: 1 – 10, 2 – 50, 3 – 100, 4 – 150, 5 – 200, 6 – 250 и 7 – 300 В

Экспериментально было установлено, что в силу импульсного режима работы ускорителя ток камеры можно несколько повысить за счет увеличения емкости системы вследствие сглаживания токовых пульсаций. Так, при подключении дополнительного конденсатора ($2,5 \cdot 10^5$ пФ) параллельно электродам ток возрастает примерно на 40% (собственная емкость камеры составляет ~ 330,6 пФ).

Заметим, что при многократных измерениях в одинаковых режимах наблюдается разброс величин от сеанса к сеансу в пределах 10%, что можно объяснить изменениями состояния газовой среды в объеме камеры – температуры, давления, влажности, активно влияющими на ионизационные и рекомбинационные процессы.

Из результатов измерений следует, что даже при максимальном токе пучка 47,2 мкА на пластинах и нулевом потенциале (т.е. при заземленной задней стенке) суммарный ток, протекающий через измерительный прибор, составляет всего 1,2 мкА ($k \approx 0,025$ – коэффициент усиления ламельного датчика).

9.1.2.2. Режим ламельного датчика

Если заднюю стенку камеры изолировать от земли, т. е. преобразовать ее в обычный ламельный датчик, в результате перераспределения заряда в камере наблюдается многократное увеличение тока в цепи измерительного прибора, что, судя по выражению (9.1), можно объяснить в основном за счет диффузной компоненты.

Этот режим характеризуется отсутствием ускоряющего потенциала на задней стенке камеры. При этом основную роль в работе датчика играют несвязанные электроны, образующиеся в объеме камеры вследствие процессов вторичной электронной эмиссии, ионизации газа и отражения от стены бункера. Рассмотрим следующий механизм процессов ионизации в этом случае.

На рис. 9.6 показано сечение камеры в горизонтальной плоскости. Часть падающего под углом $\alpha = 55^{\circ}$ электронного потока, пройдя пластины и камеру с потерей энергии ~ 2 МэВ, обратно рассеивается на бетонной стене и вновь возвращается в рабочий объем камеры. По оценкам это составляет ~ 9,5%.



Рис. 9.6. Элементы камеры (вид сверху): 1 – внешний экран; 2 – пластина передней стенки камеры; 3 – внутренний экран; 4 – задняя стенка камеры; 5 – бетонная стена бункера ускорителя (отражатель)

Поскольку отраженные электроны имеют широкий и непрерывный спектр с крутым подъемом в низкоэнергетичной области (≤ 2 МэВ), то в камере обеспечиваются более благоприятные условия для развития ионизационных процессов, причем, как за счет увеличения суммарной плотности частиц, так и в силу возрастающего вклада электронов малых энергий, для которых существенно больше удельная ионизация. Кроме того, отраженные электроны с энергиями менее 4 МэВ, которые составляют основную часть спектра, в принципе, не могут преодолеть трехмиллиметровый алюминиевый барьер и вылететь за пределы камеры.

Из всего сказанного следует, что условия для ионизации с внешней стороны пластин и внутри камеры должны заметно отличаться. С целью уточнения этих предположений был выполнен соответствующий эксперимент.

Две центральные пластины камеры были с внешней и внутренней сторон раздельно закрыты изолированными экранами из алюминиевой фольги толщиной 0,01 мм (см. рис. 9.6) и далее проводились измерения токов, стекающих с обоих экранов (диффузных): поглощенного тока с пластин, а также суммарного тока со всей сборки. При измерениях свободные элементы сборки заземлялись. Результаты измерений, проведенных при среднем токе пучка $J_0 = 97$ мкА, приведены в
Глава 9. Радиационное облучение объектов

табл. 9.1. Для сравнения в скобках приведены расчетные значения поглощенного тока. Из таблицы следует, что пятикратное различие экранных токов подтверждает предположение о вкладе малоэнергетических электронов вблизи внутренних поверхностей пластин. Различие между экспериментальной и расчетной величинами поглощенного тока определяется нарушением электронного баланса за счет отраженного от бетона потока электронов, падающего на внутреннюю поверхность пластин, что не учитывается в этом расчете.

Элементы сборки	Верхняя сборка, ток, мкА	Нижняя сборка, ток, мкА		
1. Внутренний экран	23	23		
2. Пластина	-1,6 (-2,46)	-1,6 (-2,46)		
3. Внешний экран	5	5		
4. Параллельное соед.	27	27		

Результаты измерений, проведенных при полном токе пучка

Таблица 9.1

В режиме ламельного датчика, при полном токе пучка 90 мкА, суммарный ток, снимаемый со всех восьми пластин, соединенных параллельно, составляет 40...60 мкА. Как показывает опыт, этого в большинстве случаев оказывается достаточно для выполнения операций по установке и контролю положения пучка на объектах в процессе облучения.

На рис. 9.7 приведены экспериментальные данные, демонстрирующие возможность использования восьмипластиночной ионизационной камеры в качестве прибора для определения распределения плотности тока пучка в поперечном сечении. Измеренные точки соединены сплайновыми кривыми. Штриховыми линиями показаны подогнанные по средним значениям гауссовы кривые.

Как следует из анализа данных (см. рис. 9.7,а), распределение плотности тока практически не зависит от его величины (измерения проводились при потенциале 300 В). Среднеквадратичный радиус пучка σ (полуширина гаусса на уровне ~ 0,6) при измерении составил 11 см. Вместе с тем (см. рис. 9.7,6) следует, что рабочий потенциал камеры заметно влияет на точность измерения поперечного профиля пучка электронов: при E = 300 В $\sigma = 11,2$ см, а при E = 0 $\sigma = 9,5$ см.



Среднеквадратичный радиус пучка $\sigma = 8.9$ см

Это объясняется тем, что на пластинах, имеющих толщину 3 мм, происходит довольно существенное рассеяние пучка, а при увеличении рабочего потенциала собирание электронов происходит с большего объема камеры. Более значительное расхождение расчетных и экспериментальных кривых, наблюдаемое на уровне ниже 0,6 от максимума, можно объяснить, по-видимому, кроме сказанного, относительным возрастанием

к периферии камеры низкоэнергетической компоненты пучка и соответствующим увеличением удельной ионизации газа в этой области.

Результаты определения среднеквадратичного радиуса пучка с помощью камеры достаточно хорошо согласуются с данными, полученными при измерении профиля пучка с помощью пленочных дозиметров типа СО ПД(Ф)-5/150 (см. рис. 9.8).

Измерения выполнялись при средней энергии пучка 16 МэВ, токе ~ 85 мкА. При этом доза набиралась за 40 проходов конвейера, и ее максимальная величина составляла ~ 8 Мрад. Эти данные демонстрируют хорошее согласие экспериментальных точек с расчетной гауссовой кривой. Расстояние планки с дозиметрами от выходной фольги ~ 154 см. (Рассчитанная по теории Мольера для этого расстояния при нормальных условиях величина $\sigma = 8,03$ см. Для расстояния 166 см, на котором расположена ионизационная камера, расчетная величина $\sigma = 8,775$ см).

Измерение относительного ослабления плотности потока электронов, проходящего через объекты, позволяет осуществить квазинепрерывный контроль средней плотности вещества объектов, а следовательно, поглощенной дозы, т. е. получить исходные данные, которые могут быть использованы при автоматизации технологического процесса.

9.1.3. Выводы

Использование ионизационной камеры, установленной за перемещающимися объектами, обеспечивает оперативную диагностику пучка электронов и повышает эффективность технологического процесса.

Камера может применяться в двух возможных вариантах: в обычном рабочем режиме, с приложением напряжения между электродами, или в режиме ламельного датчика. При этом ее аппаратная чувствительность уменьшается примерно в 4 раза.

Увеличение емкости камеры при подключении дополнительного конденсатора ($2,5 \cdot 10^5 \text{ пФ}$) параллельно электродам позволяет увеличить регистрируемый ток на 40%.

Использование отражающих свойств бетонной стены, на

которой установлена камера, а также учет процесса вторичной электронной эмиссии (появление в камере несвязанных электронов) позволяют на 45% увеличить ее чувствительность в обычном камерном режиме и более чем в 2 раза – в режиме ламельного датчика.

Для уменьшения искажений при измерении поперечного распределения плотности тока пучка целесообразно уменьшить толщину пластин передней стенки камеры и расстояние между электродами.

9.2. Определение поглощенной дозы при электронном облучении неоднородных объектов

Облучение материалов проводилось на радиационном стенде ускорителя ЛУЭ-300, с использованием ионизационной камеры, описанной в подп. 9.1. При выборе методики радиационной обработки различных объектов необходимо учитывать оптимальное соотношение производительности и качества, характеризуемого возможностью формирования радиационного поля, при котором обеспечивалась бы достаточная равномерность распределения поглощенной энергии по всему объему облучаемого объекта. В этом случае математическое моделирование этого процесса дает необходимую информацию для отработки конкретного способа и режимов облучения разных групп объектов, отличающихся габаритами, формой и физическими свойствами. Это особенно важно при проведении двухстороннего облучения, когда незначительные отклонения плотности среды в периферийных частях объекта могут привести к заметным ошибкам формирования дозы в его центральной плоскости. Предварительное моделирование процесса облучения, подбор объектов по типам и параметрам, диагностика дозовой нагрузки показали, что двухсторонний способ облучения оказывается наиболее рациональным с точки зрения как достижения необходимой равномерности дозы по глубине объектов, так и высокой производительности.

Таким образом, при помощи моделирования процессов прохождения пучка электронов через объекты различной плотности можно определить оптимальные условия их облучения на радиационном стенде ускорителя ЛУЭ-300.

Глава 9. Радиационное облучение объектов

9.2.1. Методика облучения

Согласно применяемой технологии на ЛУЭ-300 [1, 6], в процессе облучения объекты совершают возвратнопоступательное движение и многократно под углом 55° пересекают пучок электронов. Сеанс облучения представляется двумя циклами с одинаковым количеством проходов объектов в зоне пучка и переворотом вокруг вертикальной оси на 180° между циклами. Поверхностная поглощенная доза (доза, поглощенная в тонком приповерхностном слое вещества) определяется скоростью и количеством проходов объектов, а также плотностью падающего потока электронов. В нашем случае пучок имеет гауссов закон распределения плотности по сечению, среднеквадратичный радиус которого определяется начальной энергией электронов, материалом и толщиной выходной фольги и расстоянием до объекта. Эти данные выбираются в зависимости от габаритов объектов по вертикали и допустимого отклонения дозы на краях (обычно не более 30%).

Остановимся на рассмотрении технологических особенностей обработки основного вида продукции – хирургического шовного материала (нитей кетгута, капрона и шелка), который поставляется на облучение в ампульной или пакетной упаковке. Изделия по типоразмерам нити технологически (нитью в одну сторону) и в одинаковом количестве укладываются в плоские картонные коробки (упаковки), которые затем попарно для ампул и по три штуки для пакетов компонуются в блоки. Наиболее сложными объектами для облучения и дозиметрии являются упаковки кетгута в ампулах, нижняя часть которых ~ 1/3 (при облучении ампулы располагаются вертикально), включающая воздух, стекло, водный раствор спирта и кетгут, имеет существенно более высокую среднюю плотность, нежели верхняя часть, содержащая только воздух и стекло (не считая упаковки).

Количественной характеристикой взаимодействия ускоренных электронов с веществом плотностью р, определяющей поглощенную дозу, является его полная массовая тормозная способность, в которую входят потери энергии *dE* в результате столкновений и излучения на пути *dl* (ионизационные и ради-

ационные потери). В случае пренебрежения ядерными реакциями полная массовая тормозная способность вещества представляется только двумя составляющими:

$$\varepsilon_{tot} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{tot} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{col} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{rad} . \tag{9.2}$$

Существуют достаточно подробные таблицы с описанием характеристик различных веществ и смесей [5]. Эти базовые данные нами были использованы при расчете средней плотности и массовой тормозной способности облучаемых объектов, которые представляют собой более сложную, четырехкомпонентную макросистему. Сечение многорядной упаковки с плотно уложенными ампулами показано на рис. 9.9.



Рис. 9.9. Сечение четырехрядной упаковки ампул с кетгутом: 2r = 1,0 см - внешний диаметр ампулы; t = 0,05 см - толщина стенки ампулы;b = 3,6 см - толщина упаковки

Для определения средней величины $\overline{\varepsilon}$ выделим элемент объема объекта в форме прямоугольного параллелепипеда с ребрами: a = c = 2r и $b = 2r + r\sqrt{3}(n-1)$, где r – радиус ампулы и n – число рядов ампул в упаковке ($r\sqrt{3} = h$ – высота равностороннего треугольника *ABC* со стороною 2r). Посредством несложных математических операций можно получить далее выражения для: $V_i = S_i \cdot 2r$ – парциального объема *i*-го компонента объекта (где S_i – площадь сечения, занимаемая каждым компонентом, т.е. часть от общей площади сечения элемента объема равного $b \cdot 2r$); $m_i = V_i \cdot \rho_i$ – парциальной массы *i*-го компонента; $M = \sum_{i=1}^{4} V_i \cdot \rho_i$ – суммарной массы элемента объема

по всем четырем компонентам.

При этом выражение средней плотности объекта можно записать в виде

$$\overline{\rho} = \frac{M}{(2r)^2 b} = \frac{1}{2r} \sum_{1}^{4} \Delta l_i \cdot \rho_i , \qquad (9.3)$$

где $\Delta l_i = \frac{S_i}{b}$ есть некоторая приведенная толщина слоя i-го компонента в элементе объема. Иными словами, объект условно представляется четырехслойной структурой с различными физическими свойствами вещества по слоям. В принципе, для определения средней плотности и энергетических потерь, элемент объема по размеру *а* может быть выбран любым кратным 2r, поскольку при этом сохраняется соотношение парциальных масс компонентов. Вместе с тем, в любом случае средняя плотность будет зависеть от общего количества рядов ампул в объекте (за счет влияния асимметрии крайних рядов) и, естественно, будет возрастать с увеличением их количества.

Если согласно формуле (9.2) потери энергии электронов в *i*-м слое можно представить, как $\Delta E_i = \varepsilon_i \cdot \rho_i \cdot \Delta l_i$, то средняя величина массовой тормозной способности объекта может иметь следующий вид:

$$\overline{\varepsilon} = \frac{1}{\overline{\rho}} \cdot \frac{1}{2r} \cdot \sum_{i=1}^{4} \varepsilon_{i} \cdot \rho_{i} \cdot \Delta l_{i}.$$
(9.4)

Величины исходных параметров ρ_i и ε_i отдельных компонентов, взятых из таблиц работы [8], а также средние значения $\overline{\rho}$ и $\overline{\varepsilon}$ нижней и верхней частей облучаемого объекта приведены в табл. 9.2.

9.2. Определение поглощенной дозы ...

Таблица 9.2

	Воздух	Стек- ло	Рас- твор	Кетгу т		Низ	Bepx
$ ho_i$, г/см 3	$1,2053 \cdot 10^{-3}$	2,4	0,8	1,15	$\bar{ ho}$	1,088*	0,43
$\mathcal{E}_{i(tot)}$, (M \ni B·cm ²)/ Γ	2,3953	2,1680	2,337 5	2,3105	E	2,2654*	2,168 5

Величины ρ_i и ε_i для различных облучаемых компонентов

*Энергия электронов – 16 МэВ; заполнение ампул по сечению кетгутом – 50%.

Полученные величины $\overline{\epsilon}$ позволяют вычислить распределение поверхностной дозы по высоте объектов по формуле, предложенной в работе [6]:

$$D \approx \frac{N \cdot I_0 \cdot \overline{\varepsilon}}{\sqrt{2\pi} \cdot e \cdot \sigma \cdot v \cdot \cos(\alpha)} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right), \quad (9.5)$$

где I_0 – средний ток пучка электронов; N – количество односторонних проходов объектов в зоне пучка; e – заряд электрона; σ – среднеквадратичный радиус пучка, который предполагается постоянным для всей зоны облучения; ошибка, обусловленная неортогональностью пучка ~ 1,5%; v – скорость перемещения объектов; α – угол между осью пучка и нормалью к плоскости перемещения объекта; y – вертикальная координата (ось y направлена перпендикулярно плоскости рисунка, перемещение объекта осуществляется в направлении оси x). Из выражения (9.5) следует, что поверхностная доза существенно зависит от угла падения электронов.

9.2.2. Результаты моделирования и их обсуждение

В работе было проведено моделирование процессов прохождения быстрых электронов через вещество и формирования глубинной дозы при помощи пакета лицензионных программ PENELOPE [4], основанных на методе Монте-Карло. Программа PENSLAB позволяет имитировать электрон - фотонные ливни в сложных материальных структурах (смесях) в виде пластин. При этом учитываются все виды электромагнитных процессов в веществе (упругое и неупругое рассеяния электронов позитронов, тормозное излучение электронами и позитронами, аннигиляция позитронов, когерентное рассеяние, комптоновское рассеяние фотонов, фотоэлектрическое поглощение фотонов, рождение электрон-позитронных пар).

Результаты моделирования, выполненного для разных значений углов падающего потока электронов приведены на рис. 9.10.



Рис. 9.10. Зависимости удельной величины линейной дозы от глубины прохождения электронов с энергией 16 МэВ через эквивалентное вещество со средней плотностью 1,1 г/см³ для разных

углов падения электронного пучка: 1 – 0, 2 – 15, 3 – 30,4 – 45, 5 – 55 и 6 – 65°

Как видно из этого рисунка, с увеличением угла падения электронов возрастает не только удельная доза на поверхности объекта, что согласуется с выражением (9.5) и является положительным моментом, но и существенно изменяется далее характер распределения дозы по глубине. При этом смещаются к периферии максимумы кривых, обусловленные рождением вторичных частиц, и уменьшается глубина полного поглощения электронов, что естественно приводит к необходимости уменьшения допустимой толщины облучаемых объектов.

Проведем более детальное численное и аналитическое сравнение результатов облучения под углами $\alpha = 55$ и 0° для конкретных случаев. В качестве примера рассмотрим один из режимов работы ускорителя: энергия электронов E = 16 МэВ, средний ток пучка $I_0 = 87$ мкА, и далее $\alpha = 55^0$, $\sigma_0 = 6.5$ см,

9.2. Определение поглощенной дозы ..

v = 5 см/с и N = 7. Несколько упрощая задачу, расчеты будем выполнять в предположении гауссова распределения плотности потока электронов в сечении на плоскости объекта, но при условии параллельности их траекторий, т. е. при нулевой расходимости. На рис. 9.11 приведены результаты моделирования двухстороннего облучения при оптимальной толщине спаренных в блоке упаковок, когда при заданной энергии потока электронов и плотности упаковок выполняется равенство величины дозы на боковых сторонах и в центральной плоскости блока. Показаны два возможных варианта облучения.





Первый вариант рис. 9.11,а соответствует условию, когда блок упаковок с вертикально установленными ампулами располагается строго симметрично (по вертикали) относительно оси пучка. Из расчета следует, что при оптимальной толщине b = 3,6 см (это соответствует четырем рядам плотноупакованных ампул (см. рис. 9.9)) в этом режиме облучения за семь проходов в трех контрольных точках достигается уровень дозы (кривая 3) $D_s = 1,9$ Мрад. Вместе с тем, как показано на кривой 4, за счет меньшей средней плотности поглощенная доза в верхних частях объекта оказывается существенно больше. По сути это не столь важно, так как происходит на стекле и не влияет на качество облучения кетгута. Однако, как показано на рис. 9.11,6, в случае второго варианта, если оптимизировать положение объекта и его поднять (или опустить пучок) на величину $\Delta y = 1,8$ см, то при этом не только выполняется равенство дозы по высоте на обеих частях объекта, но и увеличивается на ~ 20% ее уровень на нижней (главной) части объекта ($D_s = 2,3$ Мрад).

Данные рис. 9.11 позволяют оценить преимущество двухстороннего способа облучения вообще и в нашем случае, неоднородных по высоте объектов в частности. Как видно из рис. 9.11,а, при облучении блока только с одной стороны (криниже снижение дозы контрольного вая 1) уровня $(D_s = 1.9 \text{ Мрад})$ наблюдается после ~ 2,3 см пробега электронов. При облучении же объекта с обеих сторон (суммарная кривая 3) доза оказывается больше контрольного уровня на полной глубине блока (2b = 7,2 см). Если за эффективность облучения условно принять отношение толщины объектов ко времени их обработки или общему количеству проходов пучка, то в этом случае имеем в ~ 1,6 раза увеличение эффективности. При оптимизации положения объектов па пучке удается дополнительно поднять уровень дозы до 2,3 Мрад (эквивалентно добавлению одного прохода в цикле), что при одностороннем облучении невозможно. Поэтому при сравнении этих вариантов в случае двухстороннего облучения необходимо уменьшить число односторонних проходов до шести по сравнению с семью при одностороннем облучении, что приводит к возрастанию эффективности до 1,8 раза. Сравнивая результаты определения поверхностной дозы путем моделирования и расчета по формуле (9.5), видим, что последние на ~ 17,4% дают более высокие значения. Это отличие, по-видимому, связано с

неоднозначностью определения линейных потерь, которые в первом случае непосредственно вычисляются программой PENSLAB при вводе соответствующего атомного состава молекулы и плотности эквивалентного вещества объекта, во втором – на основе величины массовой тормозной способности $\overline{\varepsilon}$, вычисленной по данным для четырех компонентов объекта, взятым из табл. 9.2.

Результаты расчета сравнивались с экспериментом. В наиболее характерных точках блока (в сечениях 0, b/2, b, 1,5b и 2b на уровнях верхнего и нижнего концов ампул) проводились измерения поглощенной дозы с помощью пленочных дозиметров типа СО ПД(Φ)-5/150 и спектрофотометра С Φ -46.

Относительная погрешность измерений составляет ±20%. Результаты измерений показаны на рис. 9.11,б. Максимальное расхождение расчетных и экспериментальных данных не превышает 30%. Наилучшим образом результаты измерений согласуются с результатами моделирования.



Рис. 9.12. Сравнение режимов облучения при разных углах падения пучка: 1 – под углом $\alpha = 55^{\circ}$, 2b = 7,2 см (~ 8 ампул); 2 – под углом $\alpha = 0^{\circ}$, $2b_1 = 13,3$ см (~ 15 ампул)

Для сравнения на рис. 9.12 в режиме работы ускорителя (E = 16 МэВ, I = 73 мкA) при N = 6, $\sigma = 6$ см кривыми 1 и 2 представлены два варианта облучения объектов под углами $\alpha = 55$ и 0°. Как следует из анализа данных этого рисунка, с

переходом на облучение объектов под прямым углом приблизительно в 1,8 раза уменьшается поверхностная доза $D_s/D_p \approx 1.8$. По формуле (9.5) это отношение равно $1/\cos(\alpha) = 1.74$, расхождение ~ 3%.

Очевидно, для того чтобы уровнять дозы при одинаковой скорости перемещения объектов необходимо соответственно в D_s/D_p раз увеличить количество их проходов в зоне пучка, что отражено на кривой 2 (см. рис. 9.12).

Сравнение эффективности этих вариантов облучения можно провести по соотношению $2b \cdot D_s / 2b_1 \cdot D_p \simeq 0.98$.

Принимая во внимание, что изменение дозы по глубине практически одинаково и составляет ~ 35%, можно считать оба варианта облучения технологически равноценными. Вместе с тем облучение под углом $\alpha = 0$ может оказаться все же более предпочтительным при обработке больших коммерческих партий за счет сокращения в ~ 1,8 раза общего количества и времени проведения перезагрузок устройства для перемещения объектов.

9.2.3. Выводы

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

Данные расчета поверхностной поглощенной дозы по формуле (9.5) из работы [6] на 20% по абсолютной величине больше данных моделирования с помощью программы PENSLAB. Различие между относительными изменениями дозы при изменении угла облучения объектов от 55 до 0° составляет ~ 3%. Эффективность двухстороннего способа облучения при условии сохранения уровня поверхностной дозы на всей глубине объекта в любом случае в ~ 1,6 раза больше, чем одностороннего способа облучения.

При двухстороннем способе облучении гауссовым пучком кетгута в ампулах, объектов с существенным различием плотности по высоте, возможно переоблучение менее плотной части объектов. Однако вследствие оптимизации их положения относительно оси пучка удается уменьшить эти различия по дозе и на ~ 20% увеличить эффективность процесса облучения конкретно нижней части с кетгутом.

9.3. Исследование процессов взаимодействия релятивистских ...

Варианты облучения на ортогональном пучке и под углом 55° по основному процессу практически равноценны. Однако в первом случае в ~ 1,8 раза сокращается количество и время выполнения вспомогательных операций (перезагрузки), что может иметь значение при больших коммерческих партиях. Расхождение между расчетными данными и результатами измерений в наиболее характерных точках объекта не превышает 30%. Меньшее расхождение – наблюдается с данными моделирования.

9.3. Исследование процессов взаимодействия релятивистских электронов с растворами органических красителей

Исследование процессов взаимодействия ионизирующего излучения со сложными органическими объектами позволяет решать целый ряд прикладных и фундаментальных задач в области радиационной физики, химии и биологии. К таким задачам относятся: радиационно-химическая защита; изучение и повышение устойчивости органических материалов и биологических систем к действию ионизирующего излучения; разработка новых радиопротекторов; создание новых дозиметров; направленное изменение свойств и радиационно-химический синтез материалов, а также применение ионизирующего излучения в медицинских целях [7–9].

В данной работе исследовалась радиационная стойкость водного, спиртового и глицеринового растворов следующих органических красителей: метиленового синего $(MC) - C_{16}H_{18}N_3SC1$ метилового оранжевого и (MO) – C₁₄H₁₄N₃O₃SNa. Использование этих красителей обусловлено целым рядом причин: их доступностью (важно при создании новых недорогих дозиметров); изменением цвета под воздействием ионизирующего излучения (важно для простоты обработки полученных экспериментальных данных); интенсивностью окраса исследуемого раствора даже при малых количествах растворяемого вещества (1...3 мг/см³). Использование жидкой матрицы при исследовании органических и биологических объектов, с одной стороны, позволяет проводить анализ неповрежденных молекул растворенного вещества при

Глава 9. Радиационное облучение объектов

значительно большей плотности тока пучка по сравнению с твердой матрицей, с другой стороны, растворяющая жидкость зачастую является хорошим радиопротектором. Существенное отличие исследуемых красителей заключается в присутствии в составе МО щелочного металла Na, который является химически активным элементом и в случае отрыва от основной молекулы может принимать участие в ряде химических реакций.

9.3.1. Методика эксперимента

Все эксперименты по исследованию радиационной стойкости исследуемых растворов красителей при облучении электронным пучком проводились на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-300 ННЦ ХФТИ. Схема эксперимента приведена на рис. 9.13.



Рис. 9.13. Схема эксперимента по облучению мишеней электронным пучком: 1 – коллиматор, 2 – мишень

Как показано на рисунке, пучок электронов через выходную фольгу ускорителя выводился в атмосферу, затем с целью формирования проходил через свинцовый коллиматор и попадал на исследуемые мишени. В качестве мишеней использовались водные спиртовые и глицериновые насыщенные растворы органических красителей метилового оранжевого и метиленового синего, залитые в стеклянные медицинские пробирки и плотно закупоренные резиновыми пробками (чтобы в процессе облучения исследуемое вещество не контактировало с окружающей атмосферой).

Структурные формулы исследуемых красителей и их внешний вид показаны на рис. 9.14. Основными отличиями данных красителей является их цвет (различные спектры поглощения при исследовании растворов) и наличие в химическом составе МО химически активного металла Na.

9.3. Исследование процессов взаимодействия релятивистских ...



Рис. 9.14. Структурные формулы и внешний вид исследуемых красителей

Энергия электронного пучка составляла 16 МэВ, плотность тока ~ 0,5 мкА/см², доза облучения – 1...5 Мрад. Контроль поглощенной дозы осуществлялся с помощью пленочных дозиметров. Для того чтобы исключить термические эффекты, приводящие к изменению цвета исследуемых растворов, температура образцов не превышала 30 °C. Непрерывный контроль температурного режима в процессе облучения осуществлялся при помощи термопарных датчиков, присоединенных непосредственно к пробиркам с исследуемыми растворами. До и после облучения, в течение нескольких часов (чтобы не произошло значительных временных изменений в облученных растворах), на автоматизированном спектрофотометре СФ-56 производилось исследование спектров поглощения растворов красителей в диапазоне длин волн: 200...1000 нм.

9.3.2. Экспериментальные результаты

В работе были исследованы спектры поглощения растворов необлученных и облученных красителей для трех поглощенных доз: 1, 3 и 5 Мрад. На рис. 9.15–9.17 приведены спектры поглощения необлученных и облученных растворов красителей дозой 5 Мрад.



4 – МС – после облучения

Из приведенных рисунков видно, что водные растворы всех красителей обладают меньшей радиационной стойкостью по сравнению со спиртовыми и глицериновыми. Это, вероятно, связано с наличием в водных растворах химически активной гидроксильной группы OH.

Также все растворы метилового оранжевого менее радиационно стойкие по сравнению с растворами метиленового синего. Существенное отличие исследуемых красителей заключается в присутствии в составе МО щелочного металла Na, который является химически активным элементом и в случае отрыва от основной молекулы может участвовать в химических реакциях.

9.3. Исследование процессов взаимодействия релятивистских ...



Рис. 9.16. Характерные спектры поглощения спиртовых растворов красителей до и после электронного облучения (доза 5 Мрад):



длина волны, вм **Рис. 9.17.** Характерные спектры поглощения глицериновых растворов красителей до и после электронного облучения (доза 5 Мрад): 1 – МО – до облучения, 2 – МС – до облучения, 3 – МО – после облучения, 4 – МС – после облучения

600

800

1200

1000

200

На рис. 9.18 приведены отношения оптических плотностей всех растворов красителей до и после облучения от поглощенной дозы. Для всех растворов наблюдалась близкая к линейной зависимость оптической плотности от поглощенной дозы. Причем, угол наклона представленных зависимостей разный для разных растворов красителей, что еще раз говорит об их различной радиационной стойкости. Этот экспериментальный факт позволяет предположить, что в дальнейшем возможно использование подобных органических красителей в качестве основы для дозиметров различной чувствительности.





9.3.3. Моделирование

С целью понимания физико-химических процессов, происходящих при взаимодействии высокоэнергетических электронов с исследуемыми органическими объектами, было про-

9.3. Исследование процессов взаимодействия релятивистских ...

ведено численное исследование энергетических спектров атомов и ионов, образовавшихся при развале молекул красителей.

При прохождении релятивистского электронного пучка через мишень вследствие рассеяния электронов на ядрах мишени им передается энергия, в результате чего происходит развал молекул, и образуются свободные атомы и ионы. В дальнейшем эти атомы и ионы, обладая значительной кинетической энергией по сравнению с энергией связи ионов и атомов в молекуле, сталкиваются с другими молекулами красителя, разрушая их и образуя так называемые каскады.

Количество электронов, рассеянных на ядрах, определяется формулой:

$$N \cong n_e n_n \frac{\left(Ze^2\right)^2}{2ME'} \left(\frac{2E_0^2}{ME'} - 1\right),$$
(9.6)

где $n_{\rm e}$ – количество налетающих электронов; $n_{\rm n}$ – количество ядер в мишени на см², E_0 – энергия электронов, Z – заряд ядра, M – масса ядра, E' – энергия, переданная ядру электроном.

Из формулы (9.6) с помощью математического пакета Maple определялась зависимость N(E'). На основании полученных энергетических спектров ионов и атомов, выбитых из молекул красителя электронами первичного пучка, с помощью программы SRIM-2010 было оценено полное количество разрывов молекул органических красителей. Проведенные расчеты позволили определить полное число разрывов молекул (с учетом каскадных процессов), которое приходится на один падающий электрон (~ 0,7 разрыва/электрон).

9.3.4. Выводы

В данной работе исследовались механизмы взаимодействия релятивистских электронов с водным спиртовым и глицериновым растворами следующих органических красителей: $MC - C_{16}H_{18}N_3SCl$ и $MO - C_{14}H_{14}N_3O_3SNa$ при их облучении электронами.

При анализе спектров поглощения было установлено, что водные растворы всех красителей обладают меньшей радиационной стойкостью по сравнению со спиртовыми и глицериновыми. Это связано с наличием в водных растворах химическиактивной гидроксильной группы OH. Также все растворы метилового оранжевого менее радиационно стойкие по сравнению с растворами метиленового синего. Существенное отличие исследуемых красителей заключается в присутствии в составе МО, щелочного металла Na, который является химически активным элементом и в случае отрыва от основной молекулы может участвовать в химических реакциях.

Для всех растворов наблюдалась близкая к линейной зависимость оптической плотности от поглощенной дозы. Причем, угол наклона представленных зависимостей разный для разных растворов красителей, что еще раз говорит об их различной радиационной стойкости. Этот экспериментальный факт позволяет предположить, что в дальнейшем возможно использование подобных органических красителей в качестве основы для дозиметров различной чувствительности.

В результате проведенных исследований была сделана оценка вклада различных процессов в разрушение органических молекул (радиационно-стимулированные химические реакции – до 90%, непосредственное взаимодействие электронов с ядрами – от 8%, каскадные процессы и влияние гаммаквантов – от 2%) в зависимости от типа растворителя.

Список литературы к главе 9

1. В.С. Балагура, Л.А. Махненко, П.М. Рябка. К вопросу о внедрении радиационных технологий на ЛУЭ-300 // ВАНТ. Серия «Ядерно-физические исследования» (33). 1999, № 1, с. 52-53.

2. С.П. Гоков, О.А. Демешко, В.И. Касилов, С.С. Кочетов, Л.А. Махненко, И.В. Мельницкий, О.А. Шопен. Диагностика параметров электронного пучка в радиационных технологиях с помощью ионизационной камеры // Вісник Харківського національного університету. Т. 868. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2009, в. 3/43/, с. 24-30.

3. Н.И. Айзацкий, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, В.А. Мац, В.Д. Овчинник, Б.И. Шраменко. Система для измерения профиля пучка гамма-квантов и электронов по распределению поверхностной β-активности // Тезисы докладов VII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорите-

лям. Харьков, 2009, с. 97-98.

4. F. Salvat, J.M. Fernández-Varea, and J. Sempau. PENELO-PE – A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. OECD Nuclear Energy Agency. Workshop Proceedings Issy – les-Moulineaux. France 5-7 November, 2001.

5. Доклад 35 МКРЕ Радиационная дозиметрия: электронные пучки с энергиями от 1 до 50 МэВ. М.: «Энергоатомиздат», 1988, с. 74-78.

6. С.П. Гоков, О.А. Демешко, В.И. Касилов, С.С. Кочетов, Л.А. Махненко, И.В. Мельницкий, О.А. Шопен. Определение поглощенной дозы при электронном облучении неоднородных объектов // Вісник Харківського національного університету. 2009, том 868. Серія фізична «Ядра, частинки, поля», в. 3/43/, с. 30-35.

7. В.К. Милинчук, Э.Р. Клиншпонт, В.И. Тупиков. Основы радиационной стойкости органических материалов. М.: «Энергоатомиздат», 1994, 256 с.

8. В.К. Милинчук. Радиационная химия // Соросовский образовательный журнал. 2000, №4, с. 24-29.

9. А.Ю. Буки, С.П. Гоков, Ю.Г. Казаринов, С.А. Каленик, В.И. Касилов, С.С. Кочетов, П.Л. Махненко, И.В. Мельницкий, А.В. Твердохвалов, В.В. Цяцько, О.А. Шопен. Исследование процессов взаимодействия релятивистских электронов с растворами органических красителей // ВАНТ. Серия «Ядернофизические исследования». 2014, №5 (93), с. 98-101.

Глава **10**

ЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИЮ 300 МэВ

В июне 1948 года Стэнфордский университет подписал контракт на разработку и создание линейного резонансного ускорителя электронов на энергию 1 ГэВ (1 БэВ В терминологии 40–50-x годов). Подписанию контракта способствовало успешное испытание В Стэнфордском университете в 1947 году [1] ускорителя электронов Марк-I¹, который был создан молодой командой под руководством Билла Хансена. В СССР за работами по созданию линейных ускорителей, резонансных проводимых В США И Великобритании, внимательно следили, поскольку начавшаяся «холодная война» обязывала оперативно реагировать на любые новые разработки, которые могли бы иметь военное применение. Развитие линейных резонансных ускорителей электронов в то время могло привести (и привело) как к существенному прогрессу в области разработки мощных источников СВЧ-колебаний (используемых в радиолокации и связи), так и к появлению новых подходов в области ускорения тяжелых частиц. К развитию ускорителей тяжелых частиц (протонов) в то время был особый интерес, поскольку они использовались не только для получения ядерных данных (ядерно-физических исследований), но и могли, как это предполагалось время, быть непосредственно В то использованы в качестве «зенитного орудия». С таким предложением в 1948 году выступил директор Института химической физики АН СССР Н.Н. Семенов, будущий лауреат Нобелевской премии по химии [2, 3]. Что же касается проведения ядерно-физических исследований C

¹Энергия электронов 4,5 МэВ, ускоряющая структура запитывалась от магнетрона с мощностью 0,5 МВт, рабочая частота f = 2856 МГц.

энергиями² использованием электронов С высокими (400...1000 МэВ), то основным кандидатом на реализацию в CCCP была конструкция ускорителя, предложенная В.И. Векслером, – циклический резонансный электронный синхротрон. В 1946 году было принято решение о проектировании сооружении И такого ускорителя, рассчитанного на получение электронов с энергией до 400...450 МэВ, с последующим увеличением энергии до миллиарда мегаэлектронвольт [4]. Но реализация этого проекта была приостановлена в 1948 году с формулировкой «считать нецелесообразным из-за отсутствия большого интереса к ускорению электронов»³.

Интерес ученых Физико-технического института АН УССР (ФТИ АН УССР) к проблеме создания линейных ускорителей обеспечивал развитие как «протонного», так и «электронного» направлений. «В последние годы радиотехника сантиметровых волн сделала огромные успехи. На этих волнах вполне осуществимы импульсные мощности десятков порядка многих киловатт. Кроме того, в радиотехнику довольно широко входят резонансные контуры типа эндовибраторов, позволяющие, в принципе, осуществить ускорение частицы в одном межэлектродном промежутке сразу на несколько сот киловольт. Эти обстоятельства делают линейный ускоритель для получения энергий порядка сотен мегавольт для электронов и десятков мегавольт для протонов, в принципе, осуществимым. А преимущества линейного ускорителя довольно значительны, если учесть, что для него отсутствуют практически затруднения, связанные с

²Энергиями, достаточными для рождения мезонов, которые, по предположениям советских физиков, были способны вызывать расщепление ядер.

³ В измененном виде этот проект был реализован значительно позже, после получения Робертом Хофштадтером в 1961 году Нобелевской премии по физике «за основополагающие исследования рассеяния электронов на атомных ядрах и за связанные с ними открытия, касающиеся структуры нуклонов». К созданию мощного синхротрона на энергию 6...7 ГэВ (в отличие от принятой первоначально в 1946 году энергии 1 ГэВ) приступили лишь в 1962 году. Он был построен под Ереваном и пущен в эксплуатацию в 1967 году.

радиационными потерями». (Отчет Лаборатории №1 за 1946 г., [5], с. 126).

Во ФТИ АН УССР в Лаборатории №1 начиная с 1946 года в тематическом плане появляются работы, направленные на «разработку новых методов ускорения заряженных частиц до весьма высоких энергий». Эти работы были начаты по инициативе Лаборатории. В частности, в тематическом плане 1946 года в Проблеме VII «Ускорение заряженных частиц до высоких энергий, превышающих 100 MB» присутствует тема №25 «Разработка элементов линейного ускорителя с применением эндовибраторов для электронов»⁴.

Однако начиная с 1948 года на первый план выдвигается задача разработки протонного ускорителя. Это было связано с решением о проведении работ, направленных на проверку возможности реализации предложения Н.Н. Семенова³. «В первой из перечисленных групп основной была работа, связанная с разработкой линейного ускорителя протонов. Объем этой работы, планировавшейся в начале 1948 г. как сравнительно небольшое исследование, имевшее целью созлание «типового» звена линейного *и*скорителя. допускающего «достройку» новых звеньев с целью постепенного создания при Лаборатории №1 новой, более широкой базы для исследования ядерных превращений, - во второй половине отчетного года значительно возрос, в соответствии с Постановлениями Совета Министров от 6 апреля за №1127-402. Проблема линейного ускорителя стала центральной задачей Лаборатории». (Краткий отчет 0 выполнении тематики Лабораторией №1 в 1948 г., [5], с. 153).

Но с 1951 года в тематическом плане Лаборатории №1 вновь появляется тематика, связанная с разработкой линейных резонансных ускорителей электронов: «7. Разработка теории,

⁴Отметим, что тема №26 называлась «То же для протонов».

⁵К началу «холодной войны» американский стратегический бомбардировщик В-36 стал основой стратегических ядерных сил США, поскольку он мог, базируясь на территории американского континента, доставлять ядерные бомбы к целям на территории СССР. Большая высота полета (15 км) делала его недосягаемым для зенитной артиллерии и истребителей тех лет. Поэтому задача защиты территории СССР стала в те годы главной.

расчет экспериментальное исследование элементов И линейного ускорителя электронов на большие энергии 400 МэВ (т. Синельников К.Д., (порядка И выше) Белосельский В.С., Китаевский Л.Х., Леонтович К.Я., Болотин Л.И., Стрельников П.И., Шуцкевер Я.С., Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б., Селиванов Н.П., Гильман М.З., Любарский Г.Я., Паргаманик Л.Э., Карасева В.М., Лифшиц И.М., Каганов М.И., Розенцвейг Л.Н., Найман П.Б.)» [5], с. 196). Возрождение интереса к электронным ускорителям было, по всей видимости, связано с успехом работ в Стэнфорде, где начиная с ноября 1950 года ускоритель Марк-III начал ускорять электроны⁶ [6, 7]. «Линейные ускорители электронов на разные энергии уже работают и продолжают строиться в США. Строительство линейного ускорителя электронов на 3...4 млрд эВ в СССР позволит, наряду с освоением физики и техники линейных ускорителей электронов и исследований на них, превзойти энергии, достигнутые CIIIA». (Из В докладной записки К.Д. Синельникова и А.К. Вальтера, 1951 г., [5], с. 245).

В ходе проведения теоретических работ под руководством А.И. Ахиезера и Я.Б. Файнберга была создана теория движения заряженных частиц в ускорителях на бегущей волне получения в волноводах медленных методы И [8, 9]. электромагнитных Экспериментальное волн исследование элементов линейного ускорителя показало правильность разрабатываемых подходов, что дало возможность руководством А.К. Вальтера пол И И.А. Гришаева построить ускорители на 0,7 и 3,5 МэВ с ускоряющей структурой на основе круглого диафрагмированного волновода переменной фазовой с скоростью волны.

Успешное проведение этих работ привело к судьбоносному для Лаборатории №1 решению, в результате реализации которого во ФТИ АН УССР появилась так называемая «новая площадка», которая располагалась за городом в районе хутора Пятихатки: «Разработать в Лаборатории №1 Физико-технического института Академии

⁶В 1951 году электроны были ускорены до энергии 180 МэВ.

наук УССР при участии Особого конструкторского бюро Министерства электротехнической промышленности И Центрального конструкторского бюро №678 Министерства радиотехнической промышленности линейный ускоритель электронов на энергию до 4 млрд эВ и изготовить основное ускорителя оборудование на заволах Министерства электротехнической промышленности, Министерства радиотехнической промышленности Министерства И машиностроения и приборостроения. Соорудить ускоритель в I квартале 1958 г. (первая очередь на 2 млрд эВ) в Лаборатории №1 Физико-технического института Академии наук УССР в г. Харькове». (Постановление Совета Министров СССР от 18.08.1954 г., [5], с. 284).



Академик Ахиезер А.И.



Академик Файнберг Я.Б.

Отметим, что в этом Постановлении также поручается Лаборатории №1 разработать и соорудить в 1957 году линейный ускоритель протонов на энергию 35 МэВ с использованием волновода, нагруженного диэлектриком. Данный пункт постановления, как будет видно далее, сыграл важную роль в создании ускорителя ЛУЭ-360.

Разработка и создание в конце пятидесятых годов линейного резонансного ускорителя электронов на энергию

4 ГэВ вывело бы советских физиков на передовые рубежи исследований в ядерной физике.

Для выполнения поставленной задачи в ряде организаций СССР были развернуты работы по разработке и созданию необходимого оборудования. Так, в 1954 году Особое конструкторское бюро по проектированию электромагнитных преобразователей при заводе «Электросила» (с 1960 года Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры – НИИЭФА) выделено в самостоятельную организацию и переведено в поселок Металлострой. Эта выполняла роль главного организация проектанта И конструктора ускорителя электронов на энергию 4 ГэВ. В этой организации в 1954 году были начаты работы над созданием технологии массового производства ускоряющих структур [10]. На предприятии НИИ-160 («Исток») начались работы над клистронов [11]. ЦКБ созданием мощных мощного радиостроения (с 1972 года НПО им. Коминтерна) приступило разработке мощных импульсных высоковольтных К модуляторов.

Во ФТИ АН УССР были интенсифицированы разработки и испытания различных систем линейных ускорителей электронов. Это происходило на специальных испытательных стендах, которые были созданы во второй половине 50-х годов. В 1956 году построен ускоритель на 30 МэВ (ЛУЭ-30), в 1958 году – трехсекционный ускоритель на энергию 90 МэВ (ЛУЭ-100) с током до 100 мкА. Отметим, что наряду с этими работами, которые сыграли огромную роль в выборе правильных технических решений при проектировании систем ускорителя электронов на энергию 4 ГэВ, были развернуты исследования как процессов взаимодействия электронов с веществом, так и по физике ядра. Во ФТИ АН УССР начала формироваться новая школа исследователей, основным инструментом которых были ускоренные электроны.

Для выполнения Решения Совета Министров СССР и ЦК КПСС от 18.08.1954 г. в 1957 году на «новой площадке» было начато строительство здания №3 для размещения в нем протонного ускорителя ЛУ-35 и испытательного стенда для линейного ускорителя электронов.

разработка Поскольку ускоряющих структур, нагруженных диэлектриком, для протонного ускорителя натолкнулась на ряд трудностей, то решением Совета Министров СССР и ЦК КПСС от 14 июля 1959 г. сооружение протонного ускорителя было снято с программы строительства ФТИ AH УССР. Строящееся злание <u>№</u>3 было RΟ реконструировано для размещения в нем только испытательного стенда линейного ускорителя электронов в составе полного сектора (10 секций) и инжектора к нему. В октябре 1960 года здание №3 было принято в эксплуатацию. Размещенный в нем 10-секционный⁷ линейный резонансный ускоритель электронов предполагалось использовать для испытания и доводки технологического оборудования здания №2 (здания ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ).

Необходимость создания такого стенда заключалась в том, что без него невозможно было решить многие специфические вопросы, приобретающие особую важность при сооружении большого ускорителя. Число таких вопросов было достаточно велико. К ним относились, например, фокусировка и проведение пучка электронов от источника через весь ускоряющий тракт большой длины и выходные устройства к мишени с минимальными потерями тока, фазирование большого количества секций, обеспечение стабильности параметров и надежности оборудования при одновременной работе большого количества агрегатов, выбор оптимальной схемы управления ускорителем, получение исходных данных для сооружения биологической защиты и т. д. Необходимо также учесть, что, в отличие от ускорителей на 0,7; 3,5; 30 и 90 МэВ, проектирование и изготовление оборудования ЛУЭ-2 ГэВ из-за чрезвычайно большого объема работ не могло производиться силами только ФТИ АН УССР, а осуществлялось специализированными организациями. Переход к заводскому производству потребовал изменения конструктивных решений и технологии изготовления ряда элементов и узлов ускорителя. Для этого необходимо было

⁷ Шестая секция ускорителя вскоре была демонтирована для установки накопителя электронов, который начал функционировать с декабря 1966 года.

всесторонне испытать спроектированное оборудование на полномасштабном стенде в условиях, максимально близких к рабочим.

Таким образом, основными задачами, подлежащими решению на испытательном стенде линейного ускорителя электронов, являлись:

1. Проверка теоретических расчетов и характеристик основных и вспомогательных систем ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ.

2. Изучение условий совместной работы большого количества секций.

3. Проверка элементов ускорителя, изготовленных заводскими методами.

4. Приобретение опыта комплексной наладки и эксплуатации ускорителя в условиях, близких к условиям работы большой установки ЛУЭ-2 ГэВ.

5. Исследование и разработка радиационной защиты персонала и оборудования применительно к основному ускорителю ЛУЭ-2 ГэВ.

6. Приобретение опыта экспериментальной работы с пучком, необходимого для подготовки кадров-физиков; отработка методик и аппаратуры для исследований на электронах высоких энергий.

В ходе наладочных работ и исследований ускорителя было выяснено⁸, что по ряду систем были приняты неоптимальные решения, приводящие к низкой надежности установки, а в ряде случаев – к невозможности получения заданных параметров ускорителя.

К числу таких систем относились:

1. Высокочастотная и ускоряющая системы. Экспериментальные измерения напряженности ускоряющего поля и распределения высокочастотной мощности по гармоникам показали, что выбранная система с большой групповой скоростью может обеспечить заданный уровень

⁸ Результаты наладочных работ и исследований, а также выводы даются в соответствии со «Справкой о работах, проведенных на стенде в период 1961–1963 гг., и об использовании опыта исследований стенда в здании №3 для ускорителя на 2 ГэВ», которая была в 1964 г. подписана Гришаевым И.А., Ильевским С.А., Махненко Л.А., Зыковым А.И.

выходной энергии 40 МэВ при вводе в секции мощности не менее 18...19 МВт. При этом от усилительного клистрона необходимо было получать мощность 20...21 МВт, так как 10% мощности рассеивалось в волноводном тракте. Но в этом режиме клистрон работал неустойчиво.

Расхождения теории с экспериментом по набору энергии⁹ объяснялись неточностью методов расчета, использованных при выборе основных параметров ускоряющей секции. При расчетах предполагалось малое влияние высших гармоник на амплитуду ускоряющего поля. Однако это влияние на ускорение для волновода с групповой скоростью 0,02 с (ускоритель на 90 МэВ) приводит к снижению ускоряющего поля в секции на 15%, а в ускорителе с групповой скоростью 0,04 с – на 13% от расчетной величины.

Измерения также показали, что реализация на заводе принятой технологии изготовления секций не обеспечила получение вакуумно-чистых внутренних поверхностей систем. Кроме того, применявшаяся система контроля размеров секций не смогла выявить отклонений геометрических размеров от расчетных с нужной точностью, что привело к разбросу значений шунтового сопротивления отдельных секций и, как следствие этого, к дополнительному снижению выходной энергии на некоторых секциях до 6%.

Загрязнения в секциях привели к появлению пробоев и ограничению энергии, которую может получить электрон в секции, значениями 33...35 МэВ. Запроектированная система лиффузионных паромасляных насосов лля откачки ускоряющих секций и волноводов обладала недостаточной эксплуатационной надежностью И приводила бы к дополнительному загрязнению системы парами масла, что дополнительно снижало бы электрическую прочность секций.

В связи с этим была произведена замена диффузионных насосов на ионно-сорбционные титановые, разработанные во ФТИ АН УССР, и осуществлена замена всех клапанов межсекционных промежутков на клапаны, также

 $^{^{9}}$ В 1961 году максимальная энергия равнялась 230 МэВ, в 1964 году – 250 МэВ (300 МэВ в кратковременном режиме), проектное значение – $9 \times 40 = 360$ МэВ.

разработанные и изготовленные во ФТИ АН УССР. Использованные ранее клапаны являлись постоянным источником вакуумных аварий. Своевременное внедрение и испытание титановых насосов на стенде дало возможность изменить проект вакуумной системы ЛУЭ-2 ГэВ и уменьшить ее стоимость.

2. В исследований ускорителя подверглась ходе существенному изменению конструкция инжекторной секции из-за обнаружения паразитной модуляции пучка электронов во входном согласователе. Разработанные методы расчета и провести экспериментальные исследования позволили изменения системы, в результате которых получены прецизионные параметры на выходе инжектора.

Основным ненадежным узлом модуляторов, 3. потребовавшим большой работы, явились искровые разрядники, приводившие к нестабильностям в работе, проведения необходимости частых профилактических осмотров, регулировок и ремонтов. В ходе работы искровые разрядники были заменены на тиратроны, что сразу же привело к улучшению физических и экспериментальных характеристик ускорителя. Результаты этих работ были внедрены на ЛУЭ-2 ГэВ.

4. В ходе проведения исследовательских работ на установке были осуществлены испытания в рабочих условиях трех типов клистронов: трехрезонаторных с непрерывной откачкой (КИУ-1), трехрезонаторных отпаянных (КИУ-1М) и четырехрезонаторных отпаянных с улучшенными характеристиками (КИУ-12А).

Несмотря на большую работу по заменам элементов, сопряженных с клистронами, и самих клистронов, не удалось получить нужного количества клистронов с характеристиками, полностью удовлетворяющими требованиям. В частности, в процессе испытательного прогона ускорителя с 13.04 по 18.04 1964 года было установлено, что все клистроны КИУ-12А, помимо усиления сигнала рабочей частоты 2797 МГц, генерируют колебания с побочной частотой 3176 МГц. Амплитуда этих колебаний в плече направленного ответвителя в восьми случаях из десяти превышала амплитуду колебаний с основной частотой 2797 МГц, что свидетельствовало о

паразитном резонансе на побочной частоте. Подобный резонанс, по-видимому, являлся одной из причин пробоев в керамических вакуумно-разделительных конусах, их разогрева и выхода из строя, а также частых срабатываний блокировок. Без устранения процесса генерации побочных колебаний требуемый уровень мощности в 20 МВт был недостижим.

5. В ходе наладочных работ была выяснена необходимость переноса ряда органов управления ускорителем на центральный пульт и увеличение централизации управления. Кроме этого, был внесен ряд изменений в систему стабилизации и блокировки для обеспечения лучших параметров пучка.

Приведенные выше результаты трехлетних испытаний и модернизации оборудования показали, что решение о создании испытательного стенда было не только целесообразным, но и определяющим для успешного запуска ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ, поскольку выявленные недостатки оборудования могли бы вообще сделать его запуск проблематичным.



Клистронный зал ЛУЭ-300

Таким образом, к началу 1964 года во ФТИ АН УССР в отдельном здании функционировал девятисекционный линейный резонансный ускоритель, который был создан для испытания и доводки технологического оборудования, которое

предполагалось использовать при строительстве ускорителя ЛУЭ-2 ГэВ в здании №2. Естественно, что встал вопрос о дальнейшей судьбе этого ускорителя, поскольку план испытательных работ в основном был выполнен. Руководство ФТИ АН УССР предложило в дальнейшем использовать этот инструмент лля проведения ускоритель как ядернофизических исследований. В 1964 году Госкомитет по использованию атомной энергии назначил специальную комиссию по приемке в эксплуатацию испытательного стенда в здании №3 в качестве самостоятельного линейного ускорителя электронов с энергией до 300 МэВ для выполнения программы научных исследований. 18 мая 1964 года после проведения испытательного прогона комиссия подписала акт приемки с таким решением:

«Испытательный прогон ускорителя по согласованной с комиссией программе, проведенный в период с 13 по 18 апреля 1964 г., свидетельствует о том, что экспериментальный стенд может быть использован как самостоятельный ускоритель для выполнения программы научных исследований:

- Энергия электронов в максимуме спектра – 250 МэВ.

 Ширина энергетического спектра на уровне 0,5 от тока в максимуме спектра – 3%.

– Средний ток прямого пучка 1...1,5 мкА.

– Средний ток после параллельного переноса пучка 0,4...0,5 мкА».

Для улучшения характеристик ускоренного пучка на выходе ЛУЭ-300¹⁰ комиссия рекомендовала выполнить ряд работ.

Приведем краткое описание ЛУЭ-300¹¹.

Электронный пучок формировался в двухэлектродной пушке с оптикой Пирса. Катод был выполнен из круглой танталовой пластины толщиной 0,5 мм и диаметром 1,8 см,

¹⁰ Рассматриваемый ускоритель имел разные аббревиатуры, везде ниже мы будем использовать ЛУЭ-300.

¹¹ Дается в соответствии с техническим отчетом ФТИ АН УССР «Линейный ускоритель электронов на бегущей волне с проектным значением энергии на выходе 360 МэВ», 1964 г.

нагрев которой осуществлялся электронным пучком, формируемым в накальной пушке. Подогреватель накальной пушки выполнен из вольфрамовой спирали. При напряжении между катодом и анодом 80 кВ импульсный ток на выходе пушки составлял 0,7...0,8 А. Неравномерность вершины импульса высокого напряжения не превышала ±2%. Длительность импульса порядка 1,5 мкс.



Ускоряющие секции ЛУЭ-300 (вид с конца ускорителя)

Диафрагмированный волновод инжектора состоял из 30 резонаторов. Возбуждение волновода и отвод неиспользованной высокочастотной мощности осуществлялся через согласованные переходы от волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волне E_{01} в диафрагмированном волноводе. В выходном волноводе группирователя была помещена поглощающая нагрузка. Для реализации в диафрагмированном волноводе бегущей электромагнитной волны с фазовой скоростью основной гармоники 0,97 с его рабочая температура была выбрана 90 °C.

Для контроля уровня высокочастотной мощности, поступающей в группирователь, во входном волноводе был установлен направленный ответвитель с вакуумными термопреобразователями, калибровка которых производилась калориметрическим способом с помощью водяной нагрузки,

установленной непосредственно на входе в группирователь, что позволило исключить затухание во входной волноводной линии.

Для улучшения параметров инжектора была предусмотрена предварительная группировка пучка В пространстве пушкой пролетном между И входным согласующим переходом диафрагмированного волновода, которая осуществлялась в зазоре резонатора коаксиального типа. Необходимая для этого высокочастотная мощность порядка 5...10 кВт в импульсе отводилась в резонатор с выходного волновода группирователя, а регулировки фазы, уровня мощности и настройка резонатора производились дистанционно. Фокусировка электронного пучка в пролетном пространстве и группирователе осуществлялась с помощью продольного магнитного поля, создаваемого катушками, плотно посаженными на кожух группирователя. На выходе группирователя были установлены магнитная линза, первый корректор положения пучка, система измерения тока и энергии электронов, а также второй корректор. Использование оказалось необходимым ЛЛЯ обеспечения корректоров максимального прохождения пучка через весь ускоряющий тракт установки.

Ускоряющий тракт ускорителя согласно первоначальному проекту состоял из десяти идентичных ускоряющих секций, каждая длиной порядка 4,5 м. В связи с началом на ускорителе работ по исследованию взаимодействия встречных электронных пучков вместо шестой ускоряющей секции были смонтированы магниты инжектирующих трактов накопителей.

Общая длина ускоряющего тракта и переходных участков между отдельными секциями составляла 52 м. В каждую ускоряющую секцию СВЧ-мощность поступала от отдельного клистронного усилителя мощности. Клистроны запитывались генератора. специального задающего Ha выходе OT секций были установлены согласованные **VСКОРЯЮШИХ** нагрузки для поглощения СВЧ-мощности, прошедшей через диафрагмированный волновод, уровень которой зависел от входного потока и величины ускоренного тока. Рабочий вакуум в ускоряющем тракте составлял (1...3)·10⁻⁶ мм рт. ст.
Электронный пучок с инжектора с энергией порядка 5 МэВ впрыскивался в первую ускоряющую секцию.

Для обеспечения необходимых условий прохождения пучка вдоль оси ускоряющего тракта были предусмотрены системы компенсации магнитного поля Земли и коррекции. Последняя была предназначена для регулировки в небольших пределах угловых характеристик пучка в случае несоответствия его оси и оптической оси системы. Задача компенсации паразитных магнитных полей, в том числе и поля Земли, была существенно облегчена магнитной экранировкой каждой ускоряющей секции пермаллоевым экраном. С целью получения заданных угловых и радиальных параметров ускоренного пучка по всей длине ускоряющего тракта и на входе в систему параллельного переноса была предусмотрена система фокусировки, состоящая из пяти коротких магнитных ЛИНЗ броневого типа, установленных согласно первоначальному проекту после каждой нечетной секции. В дальнейшем эта расстановка была изменена.

Рабочая температура диафрагмированного волновода ускоряющих секций была выбрана равной 37,5 °С и поддерживалась системой термостатирования с точностью ±0,5 °С.

После десяти лет эксплуатации ЛУЭ-300 и проведения модернизации ряда систем основные параметры ускоренного пучка электронов на выходе ускорителя были следующими [12]:

Если 1964 году в мире кроме ЛУЭ-300 функционировало всего два ускорителя электронов: Марк-III (1 ГэВ) и электронный синхротрон в Кембридже (6 ГэВ), то в начале 70-х годов прошлого столетия в мире уже существовала целая плеяда крупных установок: SLAC (20 ГэВ); ХФТИ (2 ГэВ); Orsay, France (2,3 ГэВ); MIT Bates Lab, Massachusetts (500 МэВ). Кроме того, был разработан и создан ряд

специализированных ускорителей электронов в широком диапазоне энергий и мощностей. Учитывая это, в начале 70-х годов был поставлен на повестку дня вопрос о будущем ЛУЭ-300.

К этому времени в мире сформировалось три направления развития ускорителей электронов:

 сооружение крупных установок на большие энергии с прецизионными параметрами пучка, используемых, главным образом, для проведения исследований по физике ядра и элементарных частиц;

 – создание относительно малоэнергетичных сильноточных ускорителей с большой мощностью пучка для решения задач по радиационной физике твердого тела, радиационной химии, применению в различных технологических процессах, в медицине и т. д;

– разработка ускорителей с большой средней интенсивностью и амплитудой тока пучка в импульсе в десятки ампер при малой (наносекундной) его длительности. Последние, в частности, использовались в схемах импульсных источников быстрых нейтронов, предназначенных лля проведения фундаментальных и прикладных исследований по нейтронной спектроскопии, имеющих большое значение для непосредственного практического применения при разработках объектов атомной энергетики.

В 70-е годы прошлого столетия линейные резонансные ускорители электронов начали активно использоваться для проведения радиационного воздействия как на неживые, так и живые объекты. Эта тенденция не прошла мимо и ускорителя ЛУЭ-300. После первой ускоряющей секции был создан промежуточный выход¹² ускоренного пучка для проведения облучения различных объектов, среди которых наиболее интересными были семена растений. Этот выход продолжает функционировать и в настоящее время. На нем проводятся радиационная обработка медицинских изделий и различные прикладные исследования.

К концу 60-х годов прошлого столетия ускорители – нейтронные источники в довольно широком интервале

¹² Он получил название «голубого выхода».

Глава 10. Линейный резонансный ускоритель электронов ...

энергий электронного пучка (от 25 до 140 МэВ) уже работали в ряде лабораторий («Факел», ИАЭ, Москва; ORELA, Окридж, США; GELINA, Бельгия). Проведенные в 70-х годах на ускорителе ЛУЭ-300 исследования возможности ускорения короткоимпульсных пучков показали, что модернизация ускорителя ЛУЭ-300 является технически и экономически оправданной. Эти предложения по модернизации ЛУЭ-300 были одобрены в Министерстве среднего машиностроения, и в конце 70-х годов были начаты разработка оборудования и создание условий для реализации режима ускорения больших зарядов с наносекундной длительностью. Бункер ускорителя был разделен на две части. В первом бункере был установлен короткоимпульсный инжектор (универсальный инжекторный комплекс – УИК), во втором бункере – основная часть ускорителя. Это позволило продолжить использование ускорителя для ядерно-физических исследований. УИК состоял ИЗ наносекундного источника электронов (трехэлектродная пушка), двухрезонаторного предгруппирователя. короткой инжекторной секнии (L = 83 см) и трех ускоряющих секций (L = 172 см). Каждая из четырех секций имела кольцо рекуперации с регулированными параметрами. Наряду с созданием нового инжектора, была также проведена модернизация нескольких ускоряющих секций основного тракта, что позволило повысить пороговый ток развития поперечной неустойчивости. В 1985 году состоялся физический запуск ЛУЭ-300 в короткоимпульсном режиме [13]. Программа модернизации ЛУЭ-300, наряду с короткоимпульсного созданием сильноточного режима, предусматривала также создание на выходе облучательного стенда для решения задач радиационного материаловедения.

В 2002 году большая часть оборудования ЛУЭ-300 была демонтирована в связи с началом работ по созданию в здании №3 источника комптоновских фотонов на базе накопителя электронов.

Как показало время, решение об использовании ЛУЭ-300 как самостоятельного ускорителя для выполнения программы научных исследований было правильным. К началу 1989 года на физические программы ускоритель отработал более 100 000 ч. Работы на пучках ускорителя, проводившиеся

представителями более 100 организаций Советского Союза, выполнялись в следующих областях:

– рассеяния электронов на ядрах;

- фоторасщепления легчайших ядер;

- физики и техники накопителей;

– радиационной физики и радиационного материаловедения;

радиационной стойкости приборов, материалов и оборудования;

- отработки и создания радиационных технологий;

- создания импульсного источника и селектора нейтронов.

Результаты работ по исследованию расщепления ⁴Не гамма-лучами высокой энергии методом диффузионной камеры, которые были выполнены на ускорителе ЛУЭ-300, были отмечены высокой правительственной наградой. Начальник лаборатории П.И. Вацет и старший научный В.И. Волощук в составе большой сотрудник группы исследователей получили в 1977 году Государственную премию СССР за цикл работ по исследованию расщепления лёгких ядер у-лучами высокой энергии методом камер Вильсона, действующих в мощных пучках электронных ускорителей.

Список литературы к главе 10

1. E.L. Ginzton. An informal history of SLAC. Part I. Early accelerators work at Stanford. SLAC beam line. 1983, N 2, p. 2-16.

2. Р.И. Илькаев. Основные этапы Атомного проекта // УФН. 2013, т. 183, №5, с. 528-534.

3. Ю.М. Ранюк. Лабораторія №1. Ядерна фізика в Україні. Харків: «Акта», 2001, 590 с.

4. Атомный проект СССР: Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л.Д. Рябова. Т. II. Атомная бомба. 1945 – 1954. Книга 2 / Министерство РФ по атомной энергии. Отв. сост. Г.А. Гончаров. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2000.

5. Лаборатория №1 и атомный проект СССР. Документы и материалы / Под ред. А.Н. Довбни. Харьков, 2011.

6. R.B. Neal, General Editor. The Stanford Two-Mile Accelerator. New York, W.A. Benjamin, 1968.

7. M. Chodorow, E.L. Ginzton, W.W. Hansen, R.L. Kyhl, R.B. Neal, W.K.H. Panofsky, et al. Stanford High-Energy Linear Electron Accelerator (Mark-III) // Rev. Sci. Instrum. 1955, v. 26, N 2, p. 134.

8. А.И. Ахиезер, Я.Б. Файнберг. Медленные электромагнитные волны // УФН. 1951, т. 44, №3, с. 321-368.

9. Теория и расчет линейных ускорителей / Сборник статей ФТИ АН УССР. М.: «Госатомиздат», 1962.

10. Ю.П. Вахрушин, В.М. Николаев, А.В. Рябцов, В.Л. Смирнов. Ускоряющие устройства резонансных линейных ускорителей электронов Proceedings // of International Conferences on High-Energy Accelerators, Novosibirsk, 1986, v. 1, p. 154-158.

11. Л. Борисов, Г. Щелкунов. Мощные и сверхмощные СВЧ-источники: от клистронов до нового класса приборов // Электроника, 2012, №4 (00118).

12. 50 лет Харьковскому физико-техническому институту АН УССР. Киев: «Наукова думка», 1978.

13 Н.И. Айзацкий, В.А. Ажиппо, В.П. Гончар, С.Н. Дюков, Г.М. Иванов, В.В. Кондратенко, Л.А. Махненко и др. Физический запуск ЛУЭ-300 в режиме наносекундных длительностей токового импульса // Письма в ЖТФ. 1985, т. 11, в. 22, с. 1387-1389.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



Николай Гаврилович Шевченко

Родился 10 января 1931 года в с. Водяное Чутовского р-на Полтавской обл., Украина. В 1950 году закончил Артемовскую среднюю школу Чутовского р-на. В 1950-1956 годах учился на физико-математическом факультете Харьковского государственного университета им. А.М. Горького. С 1957 года работает в Национальном научном центре «Харьковский физикотехнический институт». Доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник. С 1999 по 2007 годы работал Харьковском национальном в университете им. В.Н. Каразина по совместительству. Читал два курса лекций: экспериментальной «Электромагнитные методы ядерной физики» и «Проблемы ядерного топливного цикла атомных станций». Научное направление – физика атомных ядер и элементарных частиц. Имеет более 250 научных работ.



Владимир Михайлович Хвастунов

Родился в 1936 году в городе Искитиме Новосибирской обл., Россия. Окончил физико-математический факультет Харьковского государственного университета им. А.М. Горького. Доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник.

Автор более 100 научных работ.



Александр Юрьевич Буки

Родился в 1945 году в городе Харькове, Украина. Окончил физико-технический факультет Харьковского государственного университета им. А.М. Горького, отделение экспериментальной ядерной Кандидат физики. физикоматематических наук, старший научный сотрудник. Начальник лаборатории ядерных исследований Национального научного центра «Харьковский физико-технический институт». Основная область научных интересов – электроядерные эксперименты по исследованию электромагнитной структуры атомных ядер.

Автор и соавтор более 100 научных работ.



Сергей Николаевич Афанасьев

Родился в 1973 году в городе Свердловске Луганской области, Украина. Окончил в 1996 году физико-технический факультет Харьковского государственного университета им. А.М. горького, отделение экспериментальной ядерной физики.

С 1996 года по настоящее время работает в составе группы «Фотоядерных процессов на легчайших и легких ядрах» Национального научного центра «Харьковский физикотехнический институт». Кандидат физико-математических наук (2009 г.), старший научный сотрудник.

Автор и соавтор более 40 научных работ.



Леонид Семенович Ожигов

Родился в 1944 году. Окончил физико-технический факультет и аспирантуру Харьковского государственного университета. Кандидат физико-математических наук (1972 г.), старший научный сотрудник, начальник лаборатории реакторных испытаний Института физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ ХФТИ.

Выполнял работы на энергоблоках АЭС по испытаниям новых материалов и обоснованию безопасной эксплуатации и продлению ресурса оборудования и трубопроводов. Лауреат премии им. А.И. Лейпунского НАН Украины (2014 г.).

Автор 4 монографий, 22 изобретений и патентов, свыше 300 научных работ.



Александр Алексеевич Пархоменко

Родился в 1952 году в городе Харькове, Украина. Окончил физико-технический факультет Харьковского государственного университета. Доктор физикоматематических наук, профессор, ведущий научный сотрудник Института физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ ХФТИ.

Профессор кафедры материалов реакторостроения и физических технологий физико-технического факультета Харьковского национального университета. Член совета Координационного Украинского физического общества. Инспектор Международного агентства по использованию атомной энергии – МАГАТЭ.

Автор и соавтор 177 научных работ.



Сергей Павлович Гоков

Родился в 1972 году в городе Воронеже, Российская Федерация.

В 1995 году окончил физико-технический факультет Харьковского государственного университета им. А.М. Горького. Кандидат физико-математических наук.

Начальник лаборатории отдела «Фундаментальноприкладных исследований» Института физики высоких энергий и ядерной физики ННЦ ХФТИ. Научное направление – физика пучков заряженных частиц.

Автор более 120 научных работ.



Николай Иванович Айзацкий

Родился в 1951 году в городе Ахтырка Сумской области, Украина. Окончил в 1974 году Харьковский государственный университет. Доктор физико-математических наук (1990 г.), профессор (2002 г.), автор и соавтор более чем 200 научных работ.

Область научных интересов – электродинамика, физика пучков заряженных частиц, ускорительная физика и техника, электроника.

Заместитель директора НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ по научной работе.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. <i>Н.Г. Шевченко</i> . Экспериментальная	
установка СП-95 на пучке электронов линейного	
ускорителя ЛУЭ-300 МэВ	8
Предисловие	8
1.1. Общий план экспериментальной установки	12
1.2. Магнитный спектрометр	14
1.2.1. Конструкция спектрометра СП-95	14
1.3. Наблюдение за пучком	17
1.4. Измерение тока пучка	18
1.4.1. Цилиндр Фарадея	18
1.4.2. Монитор вторичной эмиссии	19
1.5. Мишенные устройства	20
1.5.1. Ориентация мишени	20
1.5.2. Четырехъячеечное устройство	21
1.5.3. Пятнадцатиячеечное устройство	21
1.6. Детектирование рассеянных электронов	22
1.6.1. Десятиканальный счетчик электронов	23
1.6.2. Шестнадцатиканальный счетчик электронов	26
1.6.3. Двадцатидвухканальный счетчик электронов	29
1.7. Система энергетического сжатия пучка линейного	
ускорителя электронов на энергию 300 МэВ	30
Список литературы к главе 1	37
Глава 2. <i>Н.Г. Шевченко</i> . Упругое рассеяние	
электронов на атомных ядрах	39
Введение	39
2.1. Теоретические вопросы рассеяния электронов.	
Упругое рассеяние	40
2.2. Рассеяние электронов на ядре ¹² С	43
2.2.1. Рассеяние электронов на ядрах ⁶⁹ Y, ⁹³ Nb, ¹³⁹ La	46
2.3. Закон среднеквадратичных радиусов	
распределения плотности заряда	48
2.4. Радиусы распределения заряда и массы в ядрах	50

2.5. Распределение заряда в изотопах, изотонах,	
изобарах атомных ядер	52
2.6. Корреляция толщины поверхностного слоя заряда	
с динамическими характеристиками атомных ядер	55
2.7. Согласие измеренного распределения плотности	
заряда в ядрах с расчетным по методу Хартри-Фока	
с потенциалом Скирма	59
Список литературы к главе 2	62
Глава 3. <i>Н.Г. Шевченко</i> . Неупругое рассеяние	
электронов на атомных ядрах	67
3.1. Четно-четные ядра	68
3.1.1 Согласие с экспериментом формфакторов	
неупругого рассеяния электронов, рассчитанного на	
основе хартри-фоковских плотностей основного	
состояния	70
3.1.2. Приведенные вероятности переходов	
из основного в возбужденное состояние ядра	74
3.2. Рассеяние электронов на ядрах с нечетным	
массовым числом ⁶⁵ Cu, ⁵⁵ Cr и ¹¹ В	76
3.3. Резонансы в рассеянии электронов на ядрах выше	
порога испускания нуклонов	83
Список литературы к главе 3	88
Глава 4. В.М. Хвастунов. Исследование гигантских	
мультипольных резонансов на ускорителе ЛУЭ-300	91
4.1. Экспериментальное обнаружение гигантского	
квадрупольного резонанса	91
4.2. Изоспиновое расщепление ГДР в изотопах ³⁶ Ni,	
⁶⁰ Ni u ⁶⁴ Ni	102
4.3. Возбуждение электронами ГМР в ядрах ⁶⁴ Zn и	
¹²⁺ Sn	116
4.4. Возбуждение ГМР в ядрах ³⁴ Fe и ³⁶ Fe	135
4.5. Обсуждение результатов возбуждение ГМР в $64 - 124 = 54 - 56 - 56 - 56 - 56 - 56 - 56 - 56 -$	
ядрах ^ч Zn, ^ч Fe и ^ч Fe	151

4.6. КУ-рассеяние электронов в области возбуждения
ГМР
4.7. Выводы
Список литературы к главе 4
Глава 5. А.Ю. Буки. Функции отклика в исследовании
атомных ядер
5.1. Предисловие
5.2. Определения и термины
5.3. Некоторые вопросы методики измерений
и обработки данных
5.3.1. Экстраполяция функций отклика
5.3.2. Об абсолютизации данных по эталонным
измерениям на ¹² С
5.3.3. Учет влияния изотоп-примесей в мишени
на результаты измерений
5.3.4. Газовые мишени для измерений на 2 H и 4 He
5.4. Магнитная структура основного состояния ядер
5.5. Резонансы ядра ⁹ Ве при высоких энергиях
возбуждения
5.6. Функции отклика как тест для моделей
нуклонного потенциала в ядрах
5.6.1. Энергетическое положение максимума пика
КУРЭ в <i>R</i> _{T/L} -функциях и модели нуклонных потенциалов
5.6.2. Проявление в.н.н. потенциала в <i>R</i> _{T/L} -функциях
5.7. Исследование ядер с помощью моментов функций
отклика
5.7.1. Ядро ² Н – обменные ядерные силы,
поляризуемость ядра
5.7.2. Ядро ⁴ Не – проявление нуклонного потенциала
в КС
5.7.3. Ядро ⁴ Не – оценка вклада мезонных обменных
токов в $S_{\rm T}^{(0)}$ -момент
5.7.4. Ядро ¹² С – вклад корреляций Паули в КС
5.7.5. Кулоновская энергия атомных ядер

5.7.6. Изотопический эффект в сечениях	
и $S_{\rm T}^{(0)}$ -моменте ядер °Li и ′Li	215
5.7.7. Аномальные значения КС ядер °Li и 'Li	219
Список литературы к главе 5	227
Глава 6. В.М. Хвастунов. Электрообразования	
заряженных частиц на ядрах ⁹ Ве, ¹² С, ²⁷ Аl	
и двухчастичное расщепление % [,] /Li	234
6.1. Энергетические спектры продуктов реакции	
электрообразования заряженных частиц на ядрах ⁹ Be, ${}^{12}C {}^{27}Al$	234
6.7 Вклал квалрупольных возбужлений в сечение	231
электрообразования гелия на ядрах 9 Ве и 12 С	241
6.2.1. Метолика эксперимента	241
6.2.2. Обсужление экспериментальных результатов	247
6.3 Лвухуастичное электрорасшепление ^{6,7} Li	250
6.4 Проявление кластерной структуры ялер ⁶ Li. ⁷ Li в	200
реакциях ν + ⁶ L i \rightarrow ³ He+ ³ H и ν + ⁷ L i \rightarrow ⁴ He+ ³ H при	
$F = 50 - 90 M_2 B$	257
$6 4 1$ Peaking $y + {}^{6}\text{Li} \rightarrow {}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{H}$	258
$6.4.2$ Peakung χ^{+7} Li $^{-9}$ He $^{-3}$ H	262
$C_{\text{HLCOK}} \xrightarrow{\text{HLP}} \text{HC} \xrightarrow{\text{HC}} \text{H} \xrightarrow{\text{HC}} \text{H} \xrightarrow{\text{HC}} \text{H}$	262
Список литературы к главе о	205
плава /. с.п. Афинисово. исследование фотомдерных	
реакции на пучке тормозных фотонов $E^{Makc} = 150 \text{ MoD}$ мотоном диффизионной измотон	
с Е _γ – 150 мгэд методом диффузионной камеры	
7 1 Лиффизионнод камора	267
7.1. Диффузионная камера	268
7.16. Описацию установки ЛК 220	268
7.10. Описание установки ДК-280	272
/.2. Спектральная плотность фотонов, плотность	276
7.2 Мотолица восстановногия траков	276
7.4. Основни с физические возми техни	279
7.4. Основные физические результаты	281
7.4.1. Ψ of opacity in the super reference in the super-	281
<i>1.4.2. (ү, м)-реакции на ядрах р-ооолочки</i>	283

7.4.3. Фоторасщепление ядер <i>р</i> -оболочки с выходом
не менее двух α-частиц
a) Реакции $\gamma + {}^{12}C \rightarrow 3\alpha, \gamma + {}^{16}O \rightarrow 4\alpha$
б) Реакции $\gamma + {}^{12}C \rightarrow n + {}^{3}He + 2\alpha, \gamma + {}^{12}C \rightarrow p + {}^{3}H + 2\alpha$
7.4.4. Резонанс аномалия–призрак ядра ⁸ Ве в реакциях
${}^{12}C(\gamma, 3\alpha), {}^{12}C(\gamma, n)^{3}He^{2\alpha} \mu {}^{12}C(\gamma, n)^{3}H^{2\alpha}$
Список питературы к главе 7
Глава 8. Л.С. Ожигов. А.А. Пархоменко.
Использование ускорителя ЛУЭ 300 МэВ
лля имитании и изучения явлений, протекающих
в конструкционных материалах ялерных реакторов
и термоялерных установок
8.1. Процесс образования радиационных повреждений
при облучении (е, ү)-пучками
8.2. У скорители электронов, использующиеся для
2 2 Роспедовании материалов
о.э. газраоотка установки для исследования
радиационной ползучести материалов
о.4. Анализ физической природы некоторых явлении
радиационной повреждаемости
8.5. Радиационно стоикие циркониевые сплавы
Заключение
Список литературы к главе 8
1 лава 9. С.П. Гоков. Радиационное облучение объектов
9.1. Диагностика параметров электронного пучка при
оолучении ооъектов на радиационном стенде с помощью
ионизационной камеры
9.1.1. Экспериментальная установка
9.1.2. Режимы работы ионизационной камеры
9.1.2.1. Режим ионизационной камеры
9.1.2.2. Режим ламельного датчика
9.1.3. Выводы
9.2. Определение поглощенной дозы при электронном
облучении неоднородных объектов
9.2.1. Методика облучения

9.2.2. Результаты моделирования и их обсуждение	346
9.2.3. Выводы	351
9.3. Исследование процессов взаимодействия	
релятивистских электронов с растворами органических	
красителей	352
9.3.1. Методика эксперимента	353
9.3.2. Экспериментальные результаты	354
9.3.3. Моделирование	357
9.3.4. Выводы	358
Список литературы к главе 9	359
Глава 10. <i>Н.И. Айзацкий</i> . Линейный резонансный	
ускоритель электронов на энергию 300 МэВ	361
Список литературы к главе 10	378
Сведения об авторах	380

Наукове видання

М.І. Айзацький, С.М. Афанасьєв, А.Ю. Буки, С.П. Гоков, Л.С. Ожигов, О.О. Пархоменко, В.М. Хвастунов, М.Г. Шевченко

ДОСЛІДЖЕННЯ АТОМНИХ ЯДЕР ЕЛЕКТРОНАМИ І ФОТОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ ДО 300 МеВ

(Російською мовою)

Редактори: Т.В. Сітнянська, А.І. Нагорна Комп'ютерний макет А.С. Богомаз

Підписано до друку 05.04.2017 р. Формат 60х90/16. Умов. друк. арк. 23,4. Папір офсетний. Наклад 160 прим. Зам. №242.

> КП «Міська друкарня» м. Харків, 61002, вул. Алчевських, 44. Свідоцтво про державну реєстрацію серія ДК, № 3613, від 29.10.2009 р.