

ELEMENTARY NUCLEAR THEORY

Second Edition

HANS A. BETHE

*John Wendell Anderson Professor of Physics
Cornell University*

and

PHILIP MORRISON

*Professor of Physics and Nuclear Studies
Cornell University*

New York. John Wiley & Sons, Inc.

London. Chapman & Hall, Limited

1956

Г. Бете и Ф. Моррисон

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ
ТЕОРИЯ
Я Д Р А

Перевод с английского
О. А. ВЛАДИМИРОВОЙ



Под редакцией
В. Б. ВЕРЕСТЕЦКОГО

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Москва, 1958

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода	5
Предисловие ко второму изданию	7
Предисловие к первому изданию	9
Часть I. Описательная теория ядер	11
§ 1. Основные сведения о ядрах	11
§ 2. Размеры ядер	17
1. Методы определения размеров ядер	17
2. Заключение относительно составных частей ядер	24
§ 3. Бета-распад (Описательное изложение)	25
1. Стабильность изобаров	26
2. Применение теории к вопросу о распространенности ядер	28
§ 4. Дальнейшие сведения о ядерных расщеплениях	29
1. Гамма-лучи	29
2. Краткий обзор процессов распада	29
5. Спин и статистика	31
1. Спин и его измерение	31
2. Статистика	33
3. Ядра с отличным от нуля спином	36
§ 6. Бета-распад и нейтрино	38
1. Распределение по энергиям электронов	38
2. Экспериментальное доказательство существования нейтрино	39
§ 7. Пи-мезоны и другие частицы	42
1. Заряженные пи-мезоны	43
2. Нейтральные пи-мезоны	44
3. Мю-мезоны	44
4. Другие мезоны	45

Часть II. Количественная теория ядерных сил	47
§ 8. Физические свойства протона, нейтрона и дейтрона	47
1. Протон	48
2. Нейтрон	50
3. Дейтрон	51
4. Неаддитивность нуклонных магнитных моментов	55
§ 9. Основное состояние дейтрона	57
1. Энергия связи	57
2. Волновое уравнение	60
3. Возбужденные состояния дейтрона	64
§ 10. Рассеяние нейтронов свободными протонами	66
1. Зависимость сдвига фаз от момента количества движения	68
2. Сферическая симметрия рассеяния	69
3. Полное поперечное сечение	70
4. Длина рассеяния	71
5. Эффективный радиус	73
6. Экспериментальные результаты по рассеянию нейтронов протонами	77
7. Синглетное состояние дейтрона	78
§ 11. Влияние молекулярной связи. Когерентное рассеяние	81
1. Влияние связи протонов в молекулах	81
2. Когерентное рассеяние и его измерение	84
3. Результаты опытов по рассеянию при малых энергиях	94
§ 12. Взаимодействие дейтрона с излучением	98
1. Фоторасщепление	98
2. Опыты по фоторасщеплению	105
3. Захват нейтронов протонами	106
4. Взаимодействие с излучением и мезонные эффекты	108
5. Фотоэффект и параметры потенциала	109
§ 13. Рассеяние протонов протонами	110
1. Теория рассеяния протонов протонами	111
2. Теория эффективного радиуса для рассеяния протонов протонами	117
3. Опыты по рассеянию протонов протонами	121
4. Эквивалентность сил взаимодействия в системах нейтрон—протон и протон—протон	124

§ 14. Нецентральные силы	126
1. Состояния дейтрона	128
2. Рассеяние нейтронов протонами	137
3. Фоторасщепление и захват нейтронов протонами	137
§ 15. Насыщение ядерных сил	138
1. Обменные силы	140
2. Спин и изотопический спин	144
3. Зарядовая независимость	147
§ 16. Рассеяние нуклонов при больших энергиях	152
1. Рассеяние нейтронов протонами	154
2. Рассеяние протонов протонами	161
3. Неупругое рассеяние протонов протонами	163
4. Зарядовая независимость	164
5. Сердцевина нуклона	167
6. Фазовый анализ	169
7. Заключение	171
§ 17. Поляризация нуклонов	171
1. Квантовая механика поляризованных пучков	171
2. Матрица рассеяния	176
3. Измерение поляризованных пучков	179
4. Опыты с поляризованными нейтронами	184
§ 18. Краткий очерк мезонной теории ядерных сил	190
1. Заряженные и нейтральные мезоны; симметричная теория	193
2. Скалярные и псевдоскалярные мезоны	196
3. Взаимодействие псевдоскалярного мезона с нуклоном	199
Часть III. Сложные ядра. Бета-распад	203
§ 19. Строение ядер	203
1. Модель жидкой капли. Полуэмпирическая формула для энергии	203
2. Модель ферми-газа	207
3. Модель оболочек	209
4. Обобщенная модель ядра	223
§ 20. Ядерные реакции и рассеяние	228
1. Упругое и полное поперечные сечения	229
2. Резонансные явления и дисперсионная формула	232

3. Наблюдения резонансов	240
4. Составное ядро	245
5. Плотность энергетических уровней ядра. Ядерная температура	258
6. Оптическая модель	261
7. Реакции при высоких энергиях	268
8. Испускание и поглощение γ -лучей	270
§ 21. Бета-распад	280
1. Разрешенные переходы	283
2. Времена жизни при разрешенных переходах	286
3. Времена жизни при запрещенных переходах	291
4. Правила отбора Ферми и Гамова—Теллера	293
5. Захват электрона	298
6. Нейтрино и антинейтрино	299
<i>Приложение.</i>	
Некоторые численные соотношения	303
Таблица данных о ядрах	306
Литература	349

Г. Бете и Ф. Моррисон

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ ЯДРА

Редактор А. К. БУРЦЕВ

Переплет художника Ю. М. Самсонова

Технический редактор Н. А. Иовлева

Сдано в производство 4/VII—1958 г. Подписано к печати 11/X—1958 г.

Бумага $84 \times 108 \frac{1}{32} = 5,6$, бум. л. 18,4 печ. л.

Уч.-изд. л. 17,6. Изд. № 2/3928. Цена 14 р. 30 к. Зак. 342

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Москва, Ново-Алексеевская, 52

16-я типография Московского городского Совнархоза.

Москва, Трехпрудный пер., д. 9

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Книги по ФИЗИКЕ и МАТЕМАТИКЕ

ГОТОВЯТСЯ К ПЕЧАТИ

- Багавантам С., Венкатарайуду Т., **ТЕОРИЯ ГРУПП И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К ФИЗИЧЕСКИМ ПРОБЛЕМАМ.** Перевод с английского.
- Бринкман Г., **ПРИМЕНЕНИЕ СПИНОРНЫХ ИНВАРИАНТОВ В АТОМНОЙ ФИЗИКЕ.** Перевод с английского.
- Морс Ф., Фешбах Г., **МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ, т. II.** Перевод с английского.
- Каулинг Т., **МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА.** Перевод с английского.
- МЕТЕОРОЛОГИЯ И АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ.** Перевод с английского.
- Таунс Ч. и Шавлов А., **РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ.** Перевод с английского.
- Инграм Д., **СПЕКТРОСКОПИЯ НА ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ.** Перевод с английского.
- Данлэп У., **ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ПОЛУПРОВОДНИКОВ.** Перевод с английского.
- Буш Г. и Винклер У., **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ.** Перевод с немецкого.
- Скучик Е., **ОСНОВЫ АКУСТИКИ, т. I и II.** Перевод с немецкого.
- РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ.** Сборник статей. Перевод с английского и немецкого.
- Муто Г. и Такаги Ю., **ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЙ УПОРЯДОЧЕНИЯ В СПЛАВАХ.** Перевод с английского.
- Пози и Брейсуэлл, **РАДИОАСТРОНОМИЯ.** Перевод с английского.

А Н Н О Т А Ц И Я

В настоящей книге, написанной крупными американскими физиками Бете и Моррисоном, в простой форме, но на высоком научном уровне изложены основные положения современной теории атомных ядер.

Описаны основные свойства и характеристики атомных ядер и элементарных частиц (нейтрон, протон, дейтрон, π - и μ -мезоны) с изложением современных представлений о ядерных силах. Особое внимание уделено явлениям рассеяния нуклонов нуклонами, в частности процессам, протекающим при больших энергиях (порядка сотен миллионов электронвольт), а также теории β -распада и теории нейтрино. Рассматриваются различные модели сложных ядер, предложенные в последние годы: модель оболочек, обобщенная модель ядра, оптическая модель. Помещена краткая таблица данных о ядрах.

Книга рассчитана на широкие круги физиков и химиков—научных работников, преподавателей вузов, инженеров, а также может служить учебным пособием для аспирантов и студентов соответствующих вузов и вузов при изучении ядерной физики.

Редакция литературы по физике

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Настоящая книга представляет собой расширенное и переработанное издание книги Бете, перевод которой под названием «Лекции по теории ядра» был издан Издательством иностранной литературы в 1949 г.

Второе издание значительно превосходит первое по объему. Это увеличение довольно точно отражает развитие ядерной физики за прошедшие годы. Характер книги остался прежним. В ней дается изложение основных физических фактов, четкая постановка возникающих проблем, краткий теоретический анализ и сравнение следствий теории с экспериментом. Поэтому книга может служить очень хорошим введением в современное состояние теории ядра, которым могут пользоваться и научные работники, и студенты.

По-прежнему значительная часть книги посвящена задаче двух тел ядерной физики (теория дейтрона и рассеяние нуклона нуклоном). За прошедшее после выхода первого издания время экспериментальными исследованиями в области рассеяния нуклонов была охвачена область больших энергий. В этом направлении в основном и расширен этот раздел книги. Подробно рассмотрены вопросы изотопической инвариантности, обменного характера сил и поляризации при рассеянии.

Значительно увеличен раздел книги, посвященный теории сложных ядер. Здесь изложены успешно развивающиеся в последние годы модель оболочек, оптическая модель и обобщенная модель ядра. Теория составного ядра изложена с современной точки зрения, с учетом того места, которое она занимает в ядерной физике.

Раздел книги, посвященный β -распаду, также существенно переработан в связи с тем, что все эксперимен-

тальные данные за эти годы подверглись коренному пересмотру. За время, прошедшее с момента выхода этой книги в США, теория β -распада существенно изменилась в связи с открытием нарушения закона сохранения четности при слабых взаимодействиях. Кроме того, стали вызывать сомнения некоторые основные эксперименты (электронно-нейтринная корреляция при распаде He^6), игравшие главную роль при выборе типа взаимодействия. Новая ситуация в теории β -распада кратко изложена в примечаниях к переводу.

Все остальные разделы книги довольно точно отражают современное состояние теории. Интенсивное развитие обобщенной и оптической моделей дает большой материал, относящийся уже к специальной области, которая выходит за пределы задач этой книги. Поэтому при переводе было сделано лишь небольшое число необходимых уточнений.

В переводе сохранена краткая таблица данных о ядрах. Более полные данные читатель может найти в книге Б. С. Джелепова и Л. К. Пекера «Схемы распада радиоактивных изотопов», Изд-во АН СССР, 2-е изд., 1958.

В. Б. Берестецкий.

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Цель этой книги и основные вопросы, излагаемые в ней, не изменились существенным образом за восемь лет. Но наши знания о строении ядер значительно пополнились. Поэтому первое издание было переработано и расширено, чтобы отразить успехи последних лет как в части теории, так и в части новых экспериментальных сведений, особенно результаты исследований в области больших энергий.

Хотя проблема ядерных сил и остается центральной темой книги, но структуре тяжелых ядер и ядерным реакциям уделено больше места. Внимания к этим вопросам требуют также успехи теории рассеяния и модели оболочек.

Некоторое место отведено новым важным достижениям экспериментальной мезонной физики и мезонной теории поля. Однако теория поля по-прежнему не может служить надежным средством для получения правильных результатов в ядерной физике.

Более полный учебник по ядерной физике уже написан — это превосходная монография Блатта и Вайскопфа «Теоретическая ядерная физика», к которой читатель может обратиться для более подробного изучения многих разделов.

Г. Бете,

Апрель 1956 г.

Ф. Моррисон.

1

2

3

4

5

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Эта книга задумана не как учебник по теории атомных ядер. В нее включены только некоторые избранные вопросы теории, к тому же рассмотрение даже этих избранных вопросов проведено элементарно. До тех пор пока не будет написана более подробная книга, читатель, желающий глубже и полнее изучить теорию ядра, должен обращаться к оригинальной литературе, а по некоторым вопросам — к обзорам автора [8—10].

В этой книге основное внимание уделяется проблеме *ядерных сил*, являющейся центральной проблемой ядерной физики. Изложение ведется исключительно с эмпирической точки зрения: я сделал попытку получить необходимые сведения о ядерных силах, исходя из поведения простейших ядерных систем. Чисто теоретические построения, в частности мезонная теория ядерных сил, излагаются в книге в высшей степени сжато, так как они пока не находятся в такой стадии, когда могли бы принести существенную пользу.

В качестве второй области ядерной физики, которая достаточно развита и также имеет фундаментальное значение, я выбрал теорию β -распада.

Теорию составного ядра и ее следствия, относящиеся к предсказаниям вероятностей ядерных реакций, я излагаю весьма кратко. Основанием к этому служит частично то обстоятельство, что курс, послуживший основой этих глав, состоял всего лишь из двадцати лекций, и мне представлялось более полезным изложить достаточно полно часть теории, чем излагать ее всю, но поверхностно. Частично, однако, краткость изложения вопросов, связанных с более сложными ядрами, носила более принципиальный характер. За последние десять лет исследователи, работающие

в области ядерной физики, значительную часть своих усилий направляли именно на изучение сложных ядер, и существует опасность утери правильной перспективы. В исследованиях военного времени в области атомной энергии имела место тенденция к некоторой переоценке роли теории составного ядра. Для того чтобы выправить эту тенденцию, представляется особо важным исходить из основных положений теории ядерных сил, а не теории сложных ядер.

По этой же причине теория деления совершенно не рассматривается: в конце концов, этот процесс представляет собой весьма частное явление в ядерной физике.

Теорию α -распада можно с чистой совестью опустить, ибо она излагается во многих элементарных курсах квантовой механики. С некоторым сожалением я опускаю также теорию ядерных систем, содержащих от 3 до 60 частиц, в особенности успешные вычисления энергий связи, выполненные на основе теории групп Вигнером.

Корнельский университет.

Июль 1947 г.

Г. Бете.

ОПИСАТЕЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ЯДЕР

§ 1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДРАХ

Каждое атомное ядро характеризуется зарядом Ze , массой M и массовым числом A . Заряд Ze равен целому числу, умноженному на заряд протона e . Масса M близка к целому числу, умноженному на массу протона. Это целое число и называется массовым числом A ¹⁾.

Заряд ядра Ze определяет все химические свойства данного элемента. Наблюдаются ядра со значением Z от $Z=0$ (нейтрон) до $Z=101$ ²⁾. Некоторые из значений Z (как, например, 0, 43, 61, 85, 87 и от 93 до 101) не встречаются непосредственно у природных ядер (ядро с $Z=87$ встречается в небольшом количестве как член одной из ветвей актинового ряда).

Область значений массового числа A лежит между $A=1$ (протон или нейтрон) и $A=255$. Почти каждое из этих значений массового числа встречается в природе. Исключениями являются значения $A=5$ и $A=8$. Эти ядра настолько нестабильны, что не могут наблюдаться даже в лабораторных условиях. Массовые числа типа $A=4n+1$, превышающие 209 (Bi), не встречаются в природе, но многие из них получены в лабораториях. Эти ядра относятся к радиоактивному семейству, которое не содержит долгоживущих членов и поэтому не сохранилось на земле.

Изотопы. Ядра с одинаковыми Z , но различными A называются изотопами. В среднем на каждое значение Z приходится около трех стабильных изотопов. Для различения изотопов обычно записывают значение A справа от

¹⁾ Целое число Z обыкновенно называют атомным номером. — *Прим. ред.*

²⁾ Недавно искусственно получено также ядро со значением $Z=102$. — *Прим. ред.*

в области ядерной физики, значительную часть своих усилий направляли именно на изучение сложных ядер, и существует опасность утери правильной перспективы. В исследованиях военного времени в области атомной энергии имела место тенденция к некоторой переоценке роли теории составного ядра. Для того чтобы выправить эту тенденцию, представляется особо важным исходить из основных положений теории ядерных сил, а не теории сложных ядер.

По этой же причине теория деления совершенно не рассматривается: в конце концов, этот процесс представляет собой весьма частное явление в ядерной физике.

Теорию α -распада можно с чистой совестью опустить, ибо она излагается во многих элементарных курсах квантовой механики. С некоторым сожалением я опускаю также теорию ядерных систем, содержащих от 3 до 60 частиц, в особенности успешные вычисления энергий связи, выполненные на основе теории групп Вигнером.

Корнельский университет.

Июль 1947 г.

Г. Бете.

ОПИСАТЕЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ЯДЕР

§ 1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДРАХ

Каждое атомное ядро характеризуется зарядом Ze , массой M и массовым числом A . Заряд Ze равен целому числу, умноженному на заряд протона e . Масса M близка к целому числу, умноженному на массу протона. Это целое число и называется массовым числом A ¹⁾.

Заряд ядра Ze определяет все химические свойства данного элемента. Наблюдаются ядра со значением Z от $Z=0$ (нейтрон) до $Z=101$ ²⁾. Некоторые из значений Z (как, например, 0, 43, 61, 85, 87 и от 93 до 101) не встречаются непосредственно у природных ядер (ядро с $Z=87$ встречается в небольшом количестве как член одной из ветвей актинового ряда).

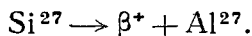
Область значений массового числа A лежит между $A=1$ (протон или нейтрон) и $A=255$. Почти каждое из этих значений массового числа встречается в природе. Исключениями являются значения $A=5$ и $A=8$. Эти ядра настолько нестабильны, что не могут наблюдаться даже в лабораторных условиях. Массовые числа типа $A=4n+1$, превышающие 209 (Bi), не встречаются в природе, но многие из них получены в лабораториях. Эти ядра относятся к радиоактивному семейству, которое не содержит долгоживущих членов и поэтому не сохранилось на земле.

Изотопы. Ядра с одинаковыми Z , но различными A называются изотопами. В среднем на каждое значение Z приходится около трех стабильных изотопов. Для различения изотопов обычно записывают значение A справа от

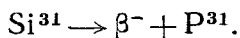
¹⁾ Целое число Z обыкновенно называют атомным номером. — *Прим. ред.*

²⁾ Недавно искусственно получено также ядро со значением $Z=102$. — *Прим. ред.*

химического символа элемента, при этом Z иногда для удобства записывают слева ¹). Например, Si^{28} , Si^{29} и Si^{30} являются стабильными изотопами Si. Кроме стабильных изотопов, большинство элементов имеет радиоактивные изотопы. Например, Si имеет радиоактивные изотопы Si^{27} и Si^{31} . Из них Si^{27} является β^+ -активным (он имеет слишком малую массу для своего заряда) и распадается с полупериодом 4 сек на Al^{27} и позитрон



Изотоп Si^{31} (имеющий слишком малый заряд для своей массы) распадается с полупериодом 170 мин на P^{31} и электрон



Изобары. При данном A ядра могут иметь различные значения Z (изобары). Существует много стабильных изобарных пар, например S_{16}^{36} и Ar_{18}^{36} или Ru_{44}^{104} и Pd_{46}^{104} , и несколько стабильных изобарных троек, например Zr_{40}^{98} , Mo_{42}^{98} и Ru_{44}^{96} , а также большое число радиоактивных изобаров.

Закономерности. При анализе таблицы стабильных ядер открывается несколько поразительных закономерностей. Ядер с четным Z значительно больше, чем ядер с нечетным Z . Ядер с четным A больше, чем ядер с нечетным A . Почти все ядра с четным A имеют четное значение Z . Исключениями являются H_1^2 , Li_3^6 , B_5^{10} и N_7^{14} . (Имеются также ядра K_{19}^{40} и Lu_{71}^{176} , но они не стабильны, а β -активны с очень большими периодами распада.) Если ядра с нечетными Z не могут иметь четных значений A , кроме перечисленных исключений, то стабильные ядра с четными Z должны встречаться чаще ядер с нечетными Z , потому что ядро с четным Z может иметь как четное, так и нечетное значение A . Табл. 1 иллюстрирует все эти три закономерности. Очевидно, что для нечетного A нет преимуществ между четным и нечетным Z .

¹) Такая запись атомного номера Z не является общепринятой. В отечественной научной литературе и, в частности, в переводе настоящей книги используется запись атомного номера справа внизу от химического символа элемента. Поскольку атомный номер Z полностью определяется химическим символом элемента, его часто не пишут вообще. — *Прим. ред.*

Таблица 1

Распределение изотопов некоторых элементов

Z	Число стабильных изотопов	Число изотопов с нечетным A	Число изотопов с четным A
48	8	2	6
49	2	2	0
50	10	3	7
51	2	2	0

Энергия. При рассмотрении энергетических вопросов важнейшее значение имеет масса ядра M . Согласно соотношению Эйнштейна, энергия, эквивалентная изменению массы ΔM , равна

$$\Delta E = \Delta M c^2.$$

Такие изменения в массе возникают, когда протоны и нейтроны переходят из одной конфигурации в другую, при которой они связаны сильнее или слабее.

Современная масс-спектрографическая техника позволяет определить массу M с точностью, превышающей 10^{-6} (что как раз делает возможным определение уменьшения атомного веса тяжелых атомов, вызванного связью электронов в поле ядра). Из этих данных вычисляются энергии связи ядер. Например, из шкалы атомных весов, основанной на O^{16} ,

$$M(O^{16}) = 16,00000;$$

из данных о ядерных реакциях значения $M(H_1^1) = 1,008142$, $M(n_0^1) = 1,008982$. Считая, что ядро O^{16} состоит из 8 протонов и 8 нейтронов, находим, что энергия связи составляет $8M(H^1) + 8M(n) - 16,00000 = 0,13699$ атомных единиц массы (*a. e. m.*). Следует отметить, что здесь использованы (и будут далее использованы в этой книге) значения масс нейтральных атомов O^{16} и H^1 . Оправданием этому служит то, что масса 8 электронов атома O^{16} сокращается в расчетах с массой 8 электронов атомов водорода.

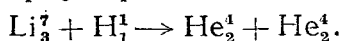
(Изменение массы 8 электронов, вызванное их большой связью с ядром O^{16} , лежит вне экспериментальной точности определения массы.) При рассмотрении энергии связи ядер иногда полезно ввести следующие величины:

$$\text{Дефект массы} = \Delta = A - M (A);$$

$$\text{Избыток массы} = -\Delta;$$

$$\text{Упаковочный коэффициент} = f = -\frac{\Delta}{A}.$$

Рассмотрим ядерную реакцию:



В ней сохраняются суммарное массовое число и заряд, а также должна сохраняться энергия. Произведем следующий расчет:

Начальная масса

$$M(Li_3^7) = 7 \text{ а. е. м.} + 16,97 \text{ Мэв},$$

$$M(H_1^1) = 1 \text{ а. е. м.} + 7,58 \text{ Мэв}.$$

$$\text{Общая масса} = 8 \text{ а. е. м.} + 24,55 \text{ Мэв}.$$

Конечная масса

$$2M(He_2^4) = 8 \text{ а. е. м.} + 2 \times 3,61 \text{ Мэв}.$$

$$\text{Уменьшение массы} = \text{Выделенная энергия} = 17,33 \text{ Мэв}.$$

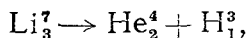
Мы использовали значения дефектов массы в энергетических единицах, приведенные в Приложении. Из соотношения $E = Mc^2$ получаем коэффициент перехода от массовых единиц к электрон-вольтам

$$10^{-3} \text{ а. е. м.} = 0,93114 \text{ Мэв}.$$

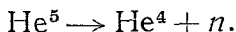
Таким образом, уменьшение массы здесь составляет $0,01862 \text{ а. е. м.}$ Если Li и H имеют малые скорости, то α -частицы разлетаются в приблизительно противоположных направлениях, причем каждая обладает кинетической энергией, равной $8,67 \text{ Мэв}$. Систематические исследования реакций, подобных этой, с большой точностью подтвердили соотношение Эйнштейна для широкой области ядерных явлений. Они представляют собой одно из сильнейших доказательств справедливости специальной теории относительности. Было найдено, что в ядерных реакциях,

содержащих только тяжелые частицы, энергия строго сохраняется.

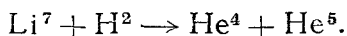
Устойчивость. Чтобы ядро было стабильным, его масса должна быть меньше суммарной массы любой пары ядер, на которые можно разделить это ядро. Например, ядро Li_3^7 стабильно относительно разделения



потому что $M(\text{Li}_3^7) = 7,01822$, а $M(\text{He}_2^4) + M(\text{H}_1^3) = 4,00387 + 3,01700 = 7,02087$. Ядро He_2^5 нестабильно, потому что энергетически возможно следующее расщепление:



Массу He^5 можно найти, изучая реакцию

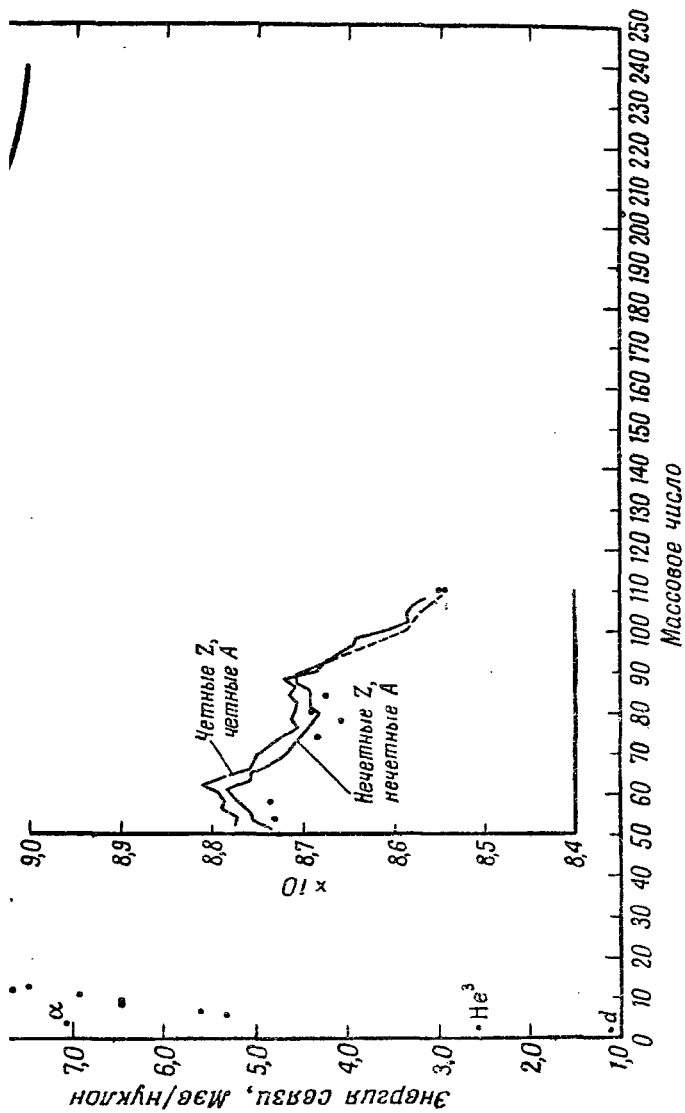


Зная массы $M(\text{Li}^7)$, $M(\text{H}^2)$ и $M(\text{He}^4)$ и измеряя кинетическую энергию и импульсы ядер Li^7 , H^2 и He^4 , можно определить массу He^5 . Она составляет $5,0137$ а. е. м. Это на $0,9 \cdot 10^{-3}$ а. е. м. больше общей массы $M(\text{He}^4) + M(n)$. (Возможно, что измеренная масса He^5 относится не к основному состоянию, но во всех известных ядерных реакциях с тяжелыми частицами всегда, когда возникали ядра в возбужденном состоянии, образовывались такие же ядра и в основном состоянии. Так как из эксперимента получается лишь одно значение массы, то оно должно соответствовать основному состоянию.) Изотоп Li^5 нестабилен по отношению к расщеплению $\text{Li}^5 \rightarrow \text{He}^4 + \text{H}^1$, а Be^8 — по отношению к расщеплению $\text{Be}^8 \rightarrow \text{He}^4 + \text{He}^4$. Это объясняет упоминавшийся выше факт отсутствия массовых чисел 5 и 8.

Элементарные частицы в ядрах. Часто протоны и нейтроны называют *нуклонами*. Согласно имеющимся в настоящее время представлениям, ядро состоит из нуклонов: Z протонов и $A - Z$ нейтронов. Эта концепция заменила старую концепцию о том, что ядра построены из протонов и электронов. Для любого ядра, таким образом,

$$\text{Энергия связи} = (Z) M(\text{H}_1^1) + (A - Z) M(n_0^1) - M(A, Z).$$

На фиг. 1 представлена зависимость энергии связи, отнесенной к одному нуклону, для всей области стабильных ядер.



Ф и г. 1. Зависимость энергии связи, отнесенной к одному нуклону, от массового числа. Значения для некоторых наиболее легких ядер даны в виде отдельных точек; сплошная кривая представляет значения, усредненные для каждого из значений A по изобарам. Встречающиеся на этой усредненной кривой подъемы и впадины являются реальными (пунктирная часть кривой получена интерполяцией). На внутреннем графике представлены экспериментальные значения для области A от 50 до 110 (масштаб по оси ординат увеличен в 10 раз). Кривые соединяют два класса ядер. Точками на внутреннем графике показаны значения, выпадающие из общих кривых, а также отмечено несколько ядер, отличающихся по четности A и Z . Детальный ход кривых даже на внутреннем графике не объясняется экспериментальными ошибками.

В настоящее время с достаточной определенностью можно утверждать, что нуклоны внутри ядерного вещества находятся в состоянии, существенно отличном от их свободного состояния, что связано с влиянием других нуклонов. Типичной картиной взаимодействия с близлежащими нуклонами является обмен виртуальными мезонами. Такие процессы не могут изменить общие энергетические соотношения, если начальное и конечное состояния строго определены. Энергия связи как раз и представляет собой разность энергий сложного ядра и совокупности достаточно удаленных друг от друга покоящихся нуклонов, которая содержит Z протонов и $A - Z$ нейтронов.

§ 2. РАЗМЕРЫ ЯДЕР

1. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ ЯДЕР

Методы определения размеров ядер делятся на два типа: методы, регистрирующие наличие ядерного вещества, даже если последнее электрически нейтрально, и методы, являющиеся чисто электромагнитными и действующие лишь из-за наличия определенного распределения электрического заряда внутри ядра.

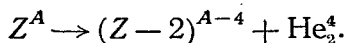
Ядерные методы. *Поперечное сечение для быстрых нейтронов.* Поперечное сечение ядра для быстрых нейтронов должно при определенных условиях равняться геометрическому сечению ядра. Первое условие состоит в том, чтобы длина волны нейтрона была мала по сравнению с радиусом ядра ($\lambda/2\pi = \lambda \ll R$), так как в этом случае можно использовать геометрическую точку зрения. Второе условие состоит в том, что каждый нейтрон, попадающий в ядро, сильно взаимодействует с ним. Это условие удовлетворяется, если энергия не слишком высока, скажем меньше 50 Мэв. Если рассматривать нейтроны с энергией около 20 Мэв, то оба условия будут хорошо выполняться. Таким образом, радиус ядра можно определять из геометрического сечения πR^2 , измеряя поперечные сечения для не слишком легких ядер и нейтронов с энергией в области 20 Мэв. (Дифракционное рассеяние на малые углы следует исключить¹⁾.)

¹⁾ См. § 20, п. 1.

Тяжелые элементы Рb, U и др. имеют поперечные сечения около $3 \cdot 10^{-24}$ см², так что их радиус — порядка 10^{-12} см. Поперечные сечения средних элементов, таких, как Fe, немного превышают 10^{-24} см², что соответствует радиусам около $6 \cdot 10^{-13}$ см.

При больших энергиях получены сходные результаты после введения поправки на частичное прохождение сквозь ядро достаточно быстрых нуклонов.

Время жизни при α -распаде. Ядра с массовым числом A , превышающим 208, самопроизвольно испускают ядра гелия (α -частицы), согласно следующей формуле:



Время жизни таких радиоактивных ядер изменяется в широкой области и сильно зависит от выделяющейся при реакции энергии. Этот факт иллюстрируется следующей таблицей:

Элемент	Время жизни	Энергия, Мэв	Радиус, 10^{-13} см
Th ²³²	$1,4 \cdot 10^{10}$ лет	4,05	8,6
Po ²¹⁴ (RaC')	$1,6 \cdot 10^{-4}$ сек	7,83	8,1

Отсюда видно, что множитель 2 в величине энергии эквивалентен множителю порядка 10^{20} в значении времени жизни. Эта сильная энергетическая зависимость была объяснена Гамовым и одновременно Герни и Кондоном и связана с тем, что α -частица должна пройти потенциальный барьер до испускания ядром.

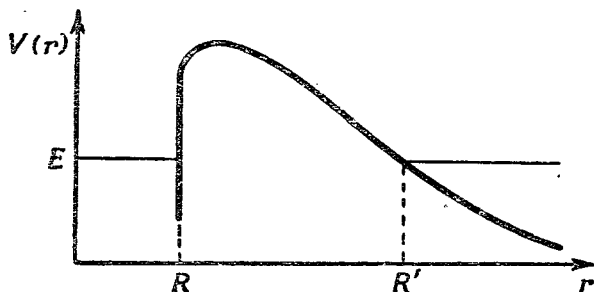
На больших расстояниях потенциал является кулоновским потенциалом отталкивания между ядром с зарядом $Z - 2$ и ядром с зарядом 2. На очень малых расстояниях преобладают ядерные силы притяжения. Потенциал как функция расстояния r между α -частицей и остаточным ядром представлен на фиг. 2.

Внутренний радиус R , на котором начинают проявляться ядерные силы, определяется как радиус ядра. Вероятность прохождения барьера α -частицей с энергией E про-

порциональна, как можно показать с помощью метода Вентцеля — Крамерса — Бриллюэна¹⁾, следующему выражению:

$$\exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R'} \sqrt{2M[V(r) - E]} dr \right], \quad (2.1)$$

которое называется коэффициентом прохождения барьера (коэффициентом проницаемости).



Ф и г. 2. Потенциальный барьер ядра для α -частиц.

Сравнение этой формулы с экспериментально определенными значениями времени жизни показывает, что чрезвычайно сильная зависимость времени жизни от энергии действительно объясняется теорией при почти одном и том же значении радиуса, выбранном для всех радиоактивных ядер. Более того, эта формула позволяет определить радиусы ядер. За немногими исключениями, значения всех радиусов лежат между $8,4 - 9,8 \cdot 10^{-13}$ см. Большой успех этого первого применения квантовой механики к ядерным явлениям придает нам уверенность в общей применимости квантовой механики к описанию движения тяжелых частиц в ядрах.

Радиус R , даваемый формулой (2.1), должен быть поправлен на радиус α -частицы, прежде чем можно будет получить из него радиус изолированного ядра. Так как распределение вещества в ядре в процессе α -распада

¹⁾ Этот метод иначе называется методом квазиклассического приближения. — Прим. ред.

меняется, то этим методом невозможно определить радиус ядра с большой точностью.

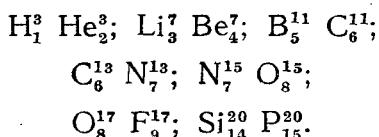
Поперечные сечения ядерных реакций, включающих заряженные частицы. Эти реакции также включают эффект прохождения через барьер. Поперечные сечения при сравнении с нейтронными сечениями дают возможность определить коэффициент проницаемости. Отсюда могут быть вычислены радиусы ядер. Таким образом, этот метод является распространением α -радиоактивного метода на нерадиоактивные ядра.

Все эти результаты зависят от расстояния, на котором действуют ядерные, а не чисто электромагнитные силы. Удовлетворительно описать опытные результаты можно следующей эмпирической формулой:

$$R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (2.2)$$

Это весьма важный, хотя и приближенный результат. Он означает, что каждой частице в ядре приблизительно соответствует постоянный объем.

Электромагнитные методы. Электростатическое взаимодействие протонов в ядре. Оказывается, что значения энергии связи пары ядер, отличающихся только заменой нейтронов протонами и наоборот, различны, и эта разность в энергиях связи растет с зарядом ядер. Примерами таких «зеркальных ядер» являются



Если нейтроны и протоны ведут себя одинаково по отношению к ядерным силам, то эта разность в энергии связи является результатом дополнительного кулоновского отталкивания лишнего протона в поле первоначальных Z протонов. Для вычисления его предположим, что все протоны равномерно распределены внутри сферы радиуса R . Тогда дополнительная энергия кулоновского отталкивания, вызванная заменой нейтрона протоном, равна

$$C = \frac{6}{5} \frac{Ze^2}{R}. \quad (2.3)$$

Используя эту формулу и опытные данные о разностях в энергиях связи, можно получить следующую эмпирическую формулу для ядерных радиусов:

$$R = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (2.4)$$

В течение многих лет этот результат считался хорошо согласующимся с формулой (2.2). В настоящее время выяснено, что модель однородной сферы является слишком грубой, особенно для метода, зависящего от распределения заряда только одного нуклона. Если для распределения заряда воспользоваться волновой функцией, описывающей движение этого внешнего нуклона, и учесть эффект квантовомеханического обмена, то мы получим меньшее значение $R = 1,3 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.}$

Рассеяние электронов. Известно, что электрон очень слабо взаимодействует с ядерным веществом при помощи специфических ядерных сил и поэтому чувствителен только к распределению электрического заряда ядра. Прямые опыты по рассеянию электрона дают радиус эквивалентной электрически заряженной сферы и приводят к значению

$$R = 1,2 \pm 0,1 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (2.5)$$

При энергиях электрона выше 100 Мэв длина волны электрона достаточно мала, так что можно исследовать детали распределения заряда. Предварительные данные показывают, что плотность заряда в ядре приблизительно однородна в центральной части ядра, а затем быстро, но непрерывно падает к нулю на границе.

Энергия рентгеновского излучения μ -мезоатомов. Другой частицей, о которой известно, что она обладает пренебрежимо малым специфическим ядерным взаимодействием, является μ -мезон. Отрицательные μ -мезоны могут захватываться на орбиту в кулоновском поле ядер, образуя так называемые μ -мезоатомы. Боровский радиус наименьшей 1s-орбиты в чисто кулоновском поле дается формулой

$$r_B = 2,82 \cdot 10^{-13} (137)^2 \frac{m_e}{mZ} \text{ см,}$$

где m_e — масса электрона, а m — масса частицы, движущейся по орбите вокруг точечного заряда Ze . Радиус электронной $1s$ -орбиты в Pb приблизительно в 100 раз больше радиуса ядра Pb, так что модель точечного заряда для орбит атомных электронов является очень хорошей. Но μ -мезон в 210 раз тяжелее электрона и радиус его $1s$ -орбиты лежит уже внутри ядра Pb. Очевидно, что ядро теперь уже нельзя рассматривать как точечный заряд и что истинные уровни энергии μ -мезона в поле ядра определяются размерами ядра и распределением заряда по объему ядра. Излучение, испускаемое такими захваченными мезонами, имеет энергию в несколько $M\text{эв}$ для тяжелых ядер, тогда как энергия обычных рентгеновских переходов составляет десятки $k\text{эв}$. Точное измерение энергий позволит весьма безошибочно определить распределение заряда в ядре. Измерения, выполненные до настоящего времени, дают только один параметр этого распределения — средний квадрат радиуса электрического заряда. Если отнести его к равномерному распределению, то R имеет значение

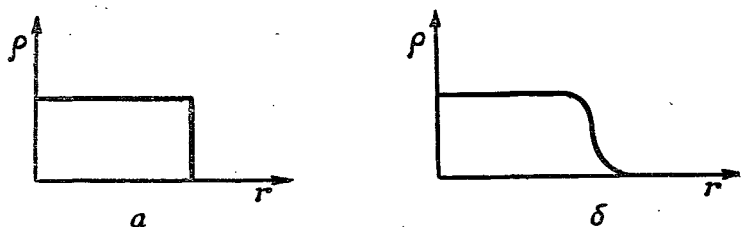
$$R = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см} \quad (2.6)$$

с отклонениями только в несколько процентов в области Z от Al до Pb.

— *Электронные уровни энергии.* Аналогичные измерения были сделаны для обыкновенного рентгеновского излучения, обусловленного электронами. Здесь влияние размеров ядра значительно меньше и поправки на малое смещение и связанное с конечным временем жизни уровней расширение рентгеновских уровней столь важны, что делают результаты неопределенными. В общем эти данные приводят к значению R на 50% большему, чем другие описанные электромагнитные методы.

Благодаря конечному радиусу распределения заряда ядра энергия связи s -электрона очень мало уменьшается по сравнению со значением энергии связи в чисто кулоновском поле. Это справедливо не только для рентгеновских линий, возникающих от внутренних K -электронов, но и для внешних электронов, дающих спектральные переходы в видимой области. Здесь требуется большое разрешение и, кроме того, необходимо тщательно отде-

лять эффекты, обусловленные магнитной сверхтонкой структурой, от эффектов, обусловленных объемным зарядом. У различных изотопов часто наблюдаются несколько смещенные линии. Из наблюдаемых смещений могут быть, хотя и не непосредственно, получены значения электромагнитного радиуса, находящиеся в грубом согласии с результатами двух других более точных методов.



Ф и г. 3. Плотность ядерного вещества ρ для двух моделей.

a — однородная сфера; *б* — более реальная модель, в которой плотность уменьшается к краю.

Общий ход ядерных кулоновских энергий. Общий ход ядерных масс можно описать при помощи довольно простой полуэмпирической формулы (см. § 19). Отдельные ядра могут случайно не согласовываться с этой формулой, но в среднем зависимость энергий связи ядер довольно хорошо описывается во всей области значений A . В этой формуле введен член, представляющий собой электростатическую энергию равномерно заряженного шара с зарядом Ze и радиусом R , а именно $\frac{3}{5}e^2Z^2/R$. Из наилучшего совпадения с опытными данными получается значение R , равное $1,23 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см.

Почти установлено, что радиус действия ядерных сил несколько больше радиуса распределения заряда протонов в ядрах. Это можно объяснить частично за счет радиуса ядерных сил, а частично за счет того, что нейтроны располагаются ближе к поверхности ядра, чем протоны. Представление об ядре не как об однородной капле, а скорее как о структуре, имеющей однородную центральную сердцевину и уменьшающуюся к краю плотность (фиг. 3), позволяет описать данные для всех A

с точностью, большей 10%, следующей формулой:

$$R = (0,7 + A^{1/3}) 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad (2.7)$$

здесь первый член представляет краевую область уменьшающейся плотности, приблизительно одинаковую для всех ядер, а второй — заряженную сердцевину, где плотность постоянна. Радиусы отдельных ядер могут несколько отличаться от значений формулы (2.7), и правильный радиус при любых вычислениях будет, конечно, зависеть от того, насколько вычисляемый процесс чувствителен к наличию краевой области уменьшающейся плотности. Из формулы (2.7) определяются радиусы для ядерных взаимодействий. Из формулы (2.6) определяются радиусы только электрического заряда.

2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНО СОСТАВНЫХ ЧАСТЕЙ ЯДЕР

Размеры ядер являются сильным аргументом в пользу наличия в ядрах протонов и нейтронов, а не протонов и электронов. Де-бройлевская длина волны нейтрона или протона в ядре будет равна

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{\sqrt{2ME}} \sim 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (2.8)$$

если мы примем, что кинетическая энергия $E = 8 \text{ Мэв}$, т. е., другими словами, имеет тот же порядок величины, что и энергия связи, отнесенная к одному нуклону.

С другой стороны, для электронов при такой релятивистской энергии мы бы имели

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} \approx \frac{\hbar c}{E} \sim 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}. \quad (2.9)$$

Таким образом, длина волны нейтрона и протона оказывается порядка величины размеров ядра, в то время как длина волны электрона слишком велика.

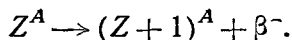
Другим аргументом против существования электронов является большое время жизни β -активных ядер. Большое время жизни нельзя объяснить потенциальным барьером, так как малая величина массы электрона привела бы к большому коэффициенту проницаемости любого барьера,

ширина которого была бы порядка размеров ядра. Более того, вообще нельзя ожидать барьера для электронов, так как они притягиваются кулоновским полем ядра. Наконец, возникли бы большие трудности для любой релятивистской теории электрона, если предположить наличие барьеров высотой, большей чем $2mc^2$ (m — масса электрона).

Эти возражения против существования электронов в ядре неприменимы к частицам, масса которых составляет несколько десятых массы нуклона, как, например, π -мезоны, хотя вопрос о их пребывании в ядре не столь прост. Наилучшее современное представление о ядерном веществе таково: ядро — это совокупность нуклонов, непрерывно испускающих и поглощающих π -мезоны, что приводит к передаче заряда, тока, импульса и момента количества движения от одних движущихся нуклонов к другим.

§ 3. БЕТА-РАСПАД (Описательное изложение)

В природе встречаются ядра и (еще больше их может быть создано искусственно), которые самопроизвольно испускают электроны, согласно следующей схеме реакции:

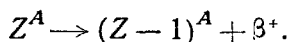


Энергия, выделяемая при такой реакции, равна

$$\begin{aligned} E &= M_n(Z^A) - M_n[(Z+1)^A] - m(e) = \\ &= M_a(Z^A) - Zm(e) - M_a[(Z+1)^A] + (Z+1)m(e) - m(e) = \\ &= M_a(Z^A) - M_a[(Z+1)^A], \end{aligned} \quad (3.1)$$

где индекс n означает массу ядра, а индекс a — массу атома.

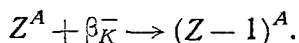
Имеются также искусственные радиоактивные вещества, испускающие позитроны:



Записывая, как выше, баланс массы и энергии, мы находим, что выделяющаяся энергия равна

$$E = M_a(Z^A) - M_a[(Z-1)^A] - 2m(e). \quad (3.2)$$

Если имеет место испускание позитрона, то может происходить и захват электрона (обычно из K -оболочки), приводящий к тому же ядру, согласно следующей схеме:



Очевидно, энергия, выделяющаяся при захвате электрона, равна

$$E = M_a(Z^A) - M_a[(Z-1)^A], \quad (3.3)$$

т. е. больше энергии, выделяемой при испускании позитрона, на 2 массы электрона.

Если процесс распада энергетически возможен, т. е. $E > 0$, то следует ожидать, что он будет происходить, хотя в некоторых случаях вероятность может быть малой в силу ядерных правил отбора.

Отметим, что в проделанном выше подсчете энергии мы пренебрегали энергиями связи электронов в атоме, так как они обычно малы по сравнению с ядерными энергиями связи. Это предположение, конечно, не полностью справедливо для захвата K -электрона в тяжелых элементах, но становится все более точным для электронов внешних оболочек атома.

1. СТАБИЛЬНОСТЬ ИЗОБАРОВ

Из энергетического баланса β -распада следует правило для существования изобаров в природе: из двух ядер Z^A и $(Z-1)^A$ ядро с большей массой атома нестабильно по отношению к β -распаду и переходит в другое. Это делает невозможным существование в природе изобаров с соседними значениями Z . Существует, однако, много (около 15) изобарных пар типа Z^A и $(Z-2)^A$, причем и Z , и A четны. Промежуточное ядро $(Z-1)^A$ с нечетным зарядом распадается в оба своих четно-четных соседа; обычно один из этих распадов преобладает.

Встречающиеся в природе пары Z^A и $(Z-1)^A$ связаны с очень большим временем жизни нестабильного ядра по отношению к β -распаду, т. е. таким большим, что не все нестабильные вещества могли распасться за время, прошедшее с момента образования ядер. Эти пары (или триады)

Таблица 2

Свойства некоторых соседних «стабильных» изобаров

Массовое число	Дочернее ядро (спин, четность)	Распространенность, стабильность	Исходное ядро (время жизни, спин, четность)	Распространенность, стабильность	Дочернее ядро (спин, четность)
40	Ag_{18} (2 ⁺)	(9%, К-захват)	K_{19} $1,3 \cdot 10^9$ лет (4 ⁻)	(91%, β^-)	Ca_{20} (0 ⁺)
50	Ti_{22} (0 ⁺)		V_{23} Стабильно? (6)		Cr_{24} (0 ⁺)
87			Rb_{37} $6,2 \cdot 10^{10}$ лет (3/2 ⁻)	(100%, β^-)	Sr_{38} (9/2 ⁺)
115			In_{49} $6 \cdot 10^{14}$ лет (9/2 ⁺)	(100%, β^-)	Sn_{50} (1/2 ⁺)
138	Ba_{56} ?	(94%, К-захват)	La_{57} $7 \cdot 10^{10}$ лет (4 ⁺ или 5 \pm)	(6%, β^-)	Ce_{58} (0 ⁺)
176	Yb_{70} (0 ⁺)	(1%, К-захват)	Lu_{71} $2,2 \cdot 10^{10}$ лет (≥ 9)	(99%, β^-)	Hf_{72} (6 ⁺)
187			Re_{75} $5 \cdot 10^{10}$ лет (5/2 ⁺)	(100%, β^-)	Os_{76} (11/2 или 13/2 ⁺)

перечислены в табл. 2. Первая из них с массовым числом 40 имеет важное значение для геофизики. Атмосферный аргон является результатом захвата K -электрона ядром K^{40} и последующего распада с образованием Ar^{40} в возбужденном состоянии, энергия которого относительно основного состояния равна $1,5 \text{ Мэв}$. Вероятность K -захвата составляет около $1/_{12}$ вероятности β^- -распада ядра Ca^{40} с парциальным временем жизни около $1,4 \cdot 10^9 \text{ лет}$. Энергия, выделяющаяся из этого естественного радиоактивного элемента в горных породах, далеко не так мала по сравнению с энергией, выделяемой тяжелыми элементами; благодаря своему сравнительно малому времени жизни и относительно большой распространенности калий должен был выделить много тепла на ранних стадиях геологической истории Земли. За исключением Th и U на Земле нет других радиоактивных элементов, дающих подобную энергию. Теория β -распада способна дать хорошее объяснение большому времени жизни и соотношению между K -захватом и электронным распадом. С точки зрения оболочечной модели ядра даже большие значения спина являются разумными (см. § 18).

2. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЯДЕР

В § 1 были указаны следующие правила: 1) за очень малыми исключениями, стабильные ядра с четными A имеют четные Z и 2) число элементов с четными A больше, чем с нечетными A . Теперь мы можем объяснить эти факты. Нужно только предположить, что для четных A энергия (масса атома) в общем случае меньше при четных Z , чем при нечетных Z , в то время как для нечетных A не существует такого различия. Тогда атомная масса ядра с четным A и нечетным Z будет больше массы одного или двух соседних ядер, и ядро может распасться в одно из них или в оба с K -захватом или с испусканием β -частиц. Это объясняет правило «1». Однако оба соседа такого ядра могут быть стабильными, что приводит к возможности изобаров, отличающихся на две единицы по заряду ядра, поэтому для четных A имеется много пар изобаров. С другой стороны, для каждого данного

нечетного A имеется обычно только одно возможное ядро: или с четным Z , или с нечетным Z . Это объясняет правило «2». Кроме того, для данного четного Z изотопы с четным A более устойчивы и поэтому отстоят дальше от среднего значения массового числа. Например, ксенон имеет следующие стабильные изотопы:

$$A = \begin{array}{cccccccc} 124 & 126 & 128 & 130 & 132 & 134 & 136 \\ & & & 129 & & 131 & \end{array}$$

§ 4. ДАЛЬНЕЙШИЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЯХ

1. ГАММА-ЛУЧИ

Ядра испускают не только частицы (тяжелые частицы и электроны), но также и γ -лучи (световые кванты). Испускание γ -лучей возможно при переходе ядра из возбужденного состояния в низшее энергетическое состояние. Полупериоды распада для дипольного излучения (изменение ядерного спина $\Delta I = 0$ или ± 1) имеют, как правило, порядок величины от 10^{-17} до $\sim 10^{-13}$ сек. Время жизни для квадрупольного излучения ($\Delta I = \pm 2$) также часто имеет порядок 10^{-13} сек в противоположность атомным спектрам, где оно для квадрупольного излучения гораздо больше, чем для дипольного. Однако для малых частот ($h\nu \approx 20 - 200$ кэв) время жизни для квадрупольного излучения гораздо больше (от 10^{-10} до 10^{-3} сек). Для октупольного излучения ($\Delta I = \pm 3$) при аналогичных малых энергиях полупериоды имеют значения от 10^{-5} сек до нескольких часов, а для $\Delta I = \pm 4$ — от 1 сек до многих лет.

Если спин нижнего возбужденного уровня ядра существенно отличается от спина основного состояния, так что полупериод распада очень велик, то возбужденное состояние называется метастабильным или *изомером* ядра. Изомеры обычно обозначаются звездочкой; впервые обнаруженным изомером был In^* .

2. КРАТКИЙ ОБЗОР ПРОЦЕССОВ РАСПАДА

Рассмотрим ядро Z^A в некотором квантовом состоянии.

1. Ядро может быть нестабильно по отношению к испусканию тяжелых частиц.

Нейтроны. Время жизни ядер — от 10^{-21} до 10^{-18} сек, кроме случаев, когда передаваемая нейтрону энергия чрезвычайно мала (несколько эв), при этом оно может достигать 10^{-12} сек. Нижний предел для времени жизни можно грубо подсчитать по времени, которое необходимо нейтрону для прохождения ядерного радиуса, т. е. 10^{-12} см / (10^9 см/сек) = 10^{-21} сек. Таким образом, ядро, нестабильное по отношению к испусканию нейтрона, вряд ли может быть наблюдеено.

Протоны. Если протоны имеют энергию, достаточную для прохождения над кулоновским барьером, то соответствующие времена жизни приблизительно равны временам жизни по отношению к испусканию нейтрона. Если кинетическая энергия протонов мала и они должны проходить кулоновский барьер, то коэффициент проницаемости приводит к гораздо большим значениям времени жизни.

α -частицы. В общем случае к α -частицам применимо то же правило, что и к протонам, за исключением того, что при данной энергии значения полупериодов распада должны быть большими вследствие большей массы и заряда частицы. В частности, чтобы можно было наблюдать распад (полупериод не больше 10^{14} лет), энергия α -частицы в ядре должна быть больше 3,5 Мэв при $Z=92$ и больше 1 кэв при $Z=4$.

2. Ядро может быть нестабильно по отношению к испусканию световых квантов. Полупериоды в общем случае меняются от 10^{-17} до 10^{-10} сек, но иногда они (например, в случае изомеров) могут иметь значения от секунд до годов.

3. Испускание β -лучей или захват K -электронов. Полупериоды бывают от 0,02 сек до 10^{11} лет и больше.

Таким образом, нестабильные ядра можно разделить на три группы.

1-я группа. Время жизни ненаблюдаемо мало:

а) от 10^{-21} до 10^{-18} сек; очень нестабильные ядра He^5 и Li^5 в основных состояниях или любое ядро в возбужденном состоянии с достаточно большой энергией для испускания быстрого нейтрона, быстрого протона или α -частицы;

б) от 10^{-17} до $\sim 10^{-8}$ сек; почти все возбужденные состояния ядер, не входящие в п. «а». Эти ядра в общем случае теряют энергию на испускание γ -лучей или иногда на испускание медленных нейтронов, протонов и т. д.

Значения времени жизни в области от 10^{-14} до 10^{-8} сек могут наблюдаться при помощи специальных методов, неприменимых в общем случае.

2-я группа. Наблюдаемые времена жизни (от 10^{-8} сек до 10^{12} лет); почти все β -радиоактивные ядра, многие α -радиоактивные ядра и многие «ядерные изомеры», испускающие γ -лучи.

3-я группа. Времена жизни ненаблюдаемо большие: если полупериод распада радиоактивного ядра больше чем примерно 10^{14} лет, то активность ядра в общем случае будет ненаблюдаема. Это дает нижнее предельное значение для энергии α -частиц, при которой можно наблюдать α -радиоактивность ядра с данным Z :

$Z=$	10	30	50	70	90
$E_{\text{мин.}}(\alpha)=$	0,13	0,8	1,7	2,7	3,7 Мэв

Вообще все известные «стабильные» ядра с массовыми числами, превышающими 60, относятся к 3-й группе. Они в действительности радиоактивны, но времена их жизни ненаблюдаемо велики, причем настолько велики по сравнению с геологическими временами, что активность этих ядер не влияет на их распространенность. Специальные методы позволяют иногда наблюдать распады с временами порядка 10^{18} лет.

§ 5. СПИН И СТАТИСТИКА

1. СПИН И ЕГО ИЗМЕРЕНИЕ

Каждое ядро имеет внутренний момент количества движения, который взаимодействует с моментами количества движения электронов или других ядер. Он измеряется в единицах \hbar и, согласно квантовой механике, может принимать целые или полуцелые значения. Существует три метода определения спина ядра.

1. Сверхтонкая структура спектров. Взаимодействие магнитных моментов электронов и ядра приводит к тому, что состояния атома, соответствующие различным относительным ориентациям этих двух магнитных моментов, имеют разную энергию. Эти разные энергии можно наблюдать в оптических спектрах, где ими обусловлено расщеп-

ление (сверхтонкая структура) одиночных атомных переходов на компоненты, очень мало отличающиеся по частоте. Более точно это явление может наблюдаться в микроволновом диапазоне, где происходит прямое поглощение квантов, соответствующих разности энергий уровней сверхтонкой структуры. (В некоторых микроволновых спектрах одновременно с переходами сверхтонкой структуры имеют место молекулярные переходы.)

2. *Зеemanовский спектр.* Магнитный момент, связанный с ядерным спином, может взаимодействовать с внешним магнитным полем. Здесь имеется полная аналогия с зеemanовским расщеплением энергетических уровней атомных электронов в магнитном поле. Если электроны данного атома или молекулы не имеют своего магнитного момента (синглетное состояние), то энергия взаимодействия пропорциональна ядерному магнитному моменту. Частота, соответствующая радиационным переходам между уровнями, отвечающими различным пространственным ориентациям магнитного момента, определяет ядерный магнитный момент, если известно магнитное поле; число уровней определяет спин. Первые измерения этого типа (Штерн, Раби и др.) были связаны с опытами Штерна — Герлаха, в которых атомы в атомном пучке отклонялись в различных направлениях при помощи неоднородного магнитного поля соответственно значению компоненты ядерного магнитного момента в направлении поля. Внешнее радиочастотное поле может вызвать радиационные переходы между состояниями с разной ориентацией, что приведет к изменению интенсивности пучков, соответствующих различным состояниям. Измерение частоты, которое можно производить с чрезвычайно большой точностью, и магнитного поля дает возможность определить ядерный момент. Относительное значение ошибок при таких измерениях является одним из наименьших в физике; ограничение точности определяется измерением магнитного поля.

Сходными методами определения зеemanовских резонансных частот являются: а) прямое наблюдение поглощения энергии внешнего осциллятора (Парселл); б) наблюдение во внешнем радиочастотном контуре сигнала, индуцированного прецессией ядерного момента при переходах между состояниями (Блох, Хансен). Все измеренные ядер-

ные спины перечислены в Приложении; значения магнитных моментов собраны, например, Клинкабергом [46].

3. *Полосатые спектры.* Спины ядер можно определить по чередованию интенсивностей линий в полосатых спектрах двухатомных молекул с тождественными ядрами. Вращательное вырождение вектора ядерного спина определяет статистический вес молекулярного состояния без всякого внешнего поля (см. п. 3).

О частицах, входящих в состав ядра. Измеренные значения спина выдвигают новый аргумент против модели ядра как совокупности электронов и протонов. В такой модели ядро Z^A имеет A протонов и $A-Z$ электронов, т. е. $2A-Z$ частиц. Отсюда ядра с нечетным Z (и поэтому с нечетным полным числом частиц) должны иметь полуцелый спин, а ядра с четным Z — целый или нулевой спин. Первым фактом, противоречащим этому, было обнаружение спина 1 у ядра N_7^{14} , но имеется и много других, например:

$$\begin{aligned} & \text{H}_1^2, \text{Li}_3^6 \text{ имеют спин } 1, \\ & \text{Cd}_{48}^{111}, \text{Cd}_{48}^{113} \text{ имеют спин } \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

С другой стороны, полное число частиц в модели, согласно которой ядро Z^A состоит из $A-Z$ нейтронов и Z протонов, равно A ; если предположить, что нейтроны обладают полуцелым спином, то мы получим правило: ядра с четными A имеют целый или нулевой спин, ядра с нечетным A — полуцелый спин. Это правило согласуется со всеми измеренными спинами.

2. СТАТИСТИКА

Тождественные частицы подчиняются либо статистике Ферми, либо статистике Бозе. Это значит, что волновая функция $\psi(P_1, P_2)$, зависящая от пространственных и спиновых координат P_1 и P_2 частиц 1 и 2, может быть либо симметричной, либо антисимметричной относительно обмена P_1 и P_2

$$\psi(P_2, P_1) = \begin{cases} +\psi(P_1 P_2) & (\text{Бозе}), \\ -\psi(P_1 P_2) & (\text{Ферми}). \end{cases} \quad (5.1)$$

Электроны подчиняются статистике Ферми. Чтобы определить статистику ядер, исследуем влияние обмена тождественными ядрами на знак волновой функции молекулы.

Рассмотрим двухатомную молекулу с тождественными ядрами. Ее волновая функция может быть записана следующим образом:

$$\psi = \psi_e \zeta_{\text{колеб.}} P_{\text{вращ.}} \sigma_{\text{яд. спин.}} \quad (5.2)$$

Обозначим операцию обмена ядерными координатами и спинами через P , тогда

$$P\psi_e = \pm \psi_e.$$

Знак может быть «+» или «-», но из молекулярной спектроскопии известно, что обычно основному состоянию соответствует знак «+». Далее,

$$P\zeta_{\text{колеб.}} = + \zeta_{\text{колеб.}}$$

так как ζ зависит только от R (расстояние между ядрами) и $PR = R$.

Рассмотрим теперь

$$\rho = P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi},$$

где $P_l^m(x)$ — присоединенный полином Лежандра, а θ и φ — полярные координаты двух ядер. Операция P означает замену направления θ , φ противоположным направлением:

$$\theta \rightarrow \pi - \theta,$$

$$\varphi \rightarrow \pi + \varphi.$$

Так как

$$P_l^m(\pi - \theta) = (-1)^{l+m} P_l^m(\theta)$$

и

$$e^{im(\varphi+\pi)} = (-1)^m e^{im\varphi},$$

то

$$P\rho = (-1)^{l+m} P_l^m(\cos \theta) (-1)^m e^{im\varphi} = (-1)^l \rho. \quad (5.3)$$

Таким образом, функция ρ симметрична при четных l и антисимметрична при нечетных l .

Анализ величины $P\sigma_{\text{яд. спин}}$ может быть проведен для произвольных значений спина; наиболее простым он бывает при спине нуль, когда $P\sigma_{\text{яд. спин}} = +\sigma_{\text{яд. спин}}$. Таким обра-

зом, при спине, равном нулю (и симметричной ψ_e), полная волновая функция ψ антисимметрична при нечетных l и симметрична при четных l . Так как ядра должны подчиняться либо статистике Бозе, либо статистике Ферми, то могут существовать либо только состояния с четным l , либо только состояния с нечетным l . Подтверждение этого заключения дает изучение полосатых спектров, откуда видно, что если ядра имеют спин нуль, то каждое второе вращательное состояние молекулы отсутствует. Оказывается, что существуют только *четные* вращательные состояния. Это показывает, что все ядра со спином нуль (относительно которых ранее было установлено, что они имеют четное A) подчиняются статистике Бозе. Аналогично было найдено, что *все* ядра с четными A (включая те, спин которых отличен от нуля) подчиняются статистике Бозе и все ядра с нечетными A — статистике Ферми.

Этот результат помогает выяснить вопрос о природе и статистике элементарных частиц, входящих в состав ядра. Предположим, что каждая элементарная частица подчиняется статистике Ферми, тогда функция ψ должна быть антисимметричной относительно обмена парой элементарных частиц. Поэтому если каждое из двух тождественных ядер содержит четное число частиц, то обмен ядрами эквивалентен четному числу перемен знака и ψ должна быть симметрична относительно обмена ядрами (статистика Бозе). Если каждое ядро содержит нечетное число частиц, то обмен ядрами эквивалентен нечетному числу перемен знака и ψ должна быть антисимметрична относительно обмена ядрами (статистика Ферми).

Экспериментально было найдено, что ядра с четным A подчиняются статистике Бозе, а ядра с нечетным A — статистике Ферми. Это может быть объяснено, если общее число элементарных частиц в ядре равно A (как это имеет место, если рассматривать в качестве основных частиц нейтроны и протоны) и если каждая из элементарных частиц подчиняется статистике Ферми. Это доказывает, что нейтроны должны подчиняться статистике Ферми так же, как и протоны, для которых этот факт известен экспериментально. Электронно-протонная гипотеза опять не подтверждается, поскольку в этом случае число элементарных частиц равнялось бы $2A - Z$, вследствие чего

статистике Бозе (Ферми) должны были бы подчиняться ядра с четным (нечетным) Z ; на самом деле критерием статистики следует считать четные свойства A , а не Z . На этом основании нельзя исключить предположение о наличии в ядре дополнительно Бозе-частиц или даже пар Ферми-частиц.

3. ЯДРА С ОТЛИЧНЫМ ОТ НУЛЯ СПИНОМ

Ядро с полным моментом количества движения I может иметь компоненту M в любом заданном направлении, равную $I, I-1, \dots, -I$; всего имеется $(2I+1)$ состояний. Для двух ядер можно построить $(2I+1)^2$ волновые функции вида $\psi_{M_1}(A)\psi_{M_2}(B)$. Если ядра тождественны, то эти простые произведения должны быть заменены линейными комбинациями этих произведений, симметричными или антисимметричными относительно обмена ядрами.

Если $M_1 = M_2$, то произведения сами по себе образуют $(2I+1)$ симметричные волновые функции. Остальные $(2I+1)(2I)$ функции, в которых M_1 и M_2 различны, имеют вид $\psi_{M_1}(A)\psi_{M_2}(B)$ и $\psi_{M_2}(A)\psi_{M_1}(B)$. Каждую такую пару следует заменить одной симметричной и одной антисимметричной волновыми функциями вида

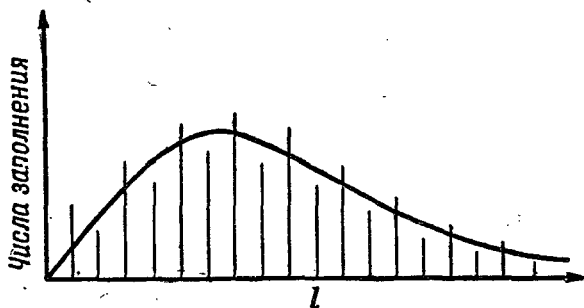
$$\psi_{M_1}(A)\psi_{M_2}(B) \pm \psi_{M_2}(A)\psi_{M_1}(B). \quad (5.4)$$

Таким образом, половина функций из общего числа $2I(2I+1)$ функций являются антисимметричными, т. е. антисимметричных функций всего $I(2I+1)$. К $I(2I+1)$ симметричным функциям нужно добавить $(2I+1)$ симметричные функции с $M_1 = M_2$. Таким образом, отношение числа симметричных функций к числу антисимметричных составляет

$$\frac{(I+1)(2I+1)}{I(2I+1)} = \frac{I+1}{I}. \quad (5.5)$$

Если электронная волновая функция молекулы симметрична, то, как было показано [формула (5.3)], обмен ядрами приводит к появлению коэффициента $(-1)^l$ в волновой функции молекулы, где l — вращательное квантовое число. Поэтому если ядра подчиняются статистике Бозе, то симметричная спиновая функция должна комби-

нироваться с вращательными состояниями с четными l , а антисимметричные спиновые функции — с нечетными l . Учитывая статистический вес спиновых состояний, мы получаем, что интенсивность четных вращательных линий будет в $(I+1)/I$ раз больше интенсивности соседних нечетных вращательных линий.



Фиг. 4. Чередование интенсивностей в полосатых спектрах.

В случае статистики Ферми спиновые функции и вращательные состояния комбинируются противоположно разобранным выше случаю, так что более интенсивными в отношении $(I+1)/I$ будут *нечетные* вращательные линии.

Таким образом, из того, какие из линий являются более интенсивными — четные или нечетные, — определяется статистика ядер, а из измерения отношения интенсивностей смежных линий можно определить спин ядра.

Основанием для сравнения смежных линий является то, что интенсивность вращательных линий меняется с l (если пренебречь ядерным спином) в соответствии с числом атомов, находящихся во вращательном состоянии, т. е. в соответствии с распределением Больцмана

$$(2l+1) \exp \left[-\frac{E(l)}{kT} \right], \quad (5.6)$$

где $E(l) = Bl(l+1)$, а коэффициент B постоянен (около 0,01 эв для H_2).

Это распределение Больцмана дает плавное изменение интенсивности, относительно которого четные и нечетные состояния чередуются по интенсивности (фиг. 4).

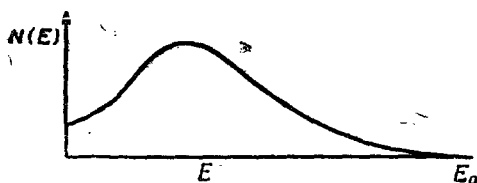
Экспериментальные результаты по измерению полосатых спектров приводят, как уже упоминалось выше, к тому, что ядра с четным A подчиняются статистике Бозе, а ядра с нечетным A — статистике Ферми. Экспериментальные данные о ядерных спинах приведены в виде таблицы в Приложении. Из этих данных следует одно эмпирическое правило, не знающее исключения, а именно: спин всех ядер с четным Z и четным A равен нулю.

§ 6. БЕТА-РАСПАД И НЕЙТРИНО

Отрицательный β -распад состоит в превращении нейтрона в протон и электрон. Так как предполагается, что все три частицы имеют спин $1/2$ и подчиняются статистике Ферми, то эта реакция приводит к несохранению спина и статистики, если не предположить, что одновременно испускается еще частица со спином $1/2$ и статистикой Ферми. Для сохранения заряда эта частица должна быть нейтральной. Ясно также, что ее масса должна быть мала и поэтому она названа *нейтрино* (по-итальянски «что-то маленькое нейтральное»).

1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ЭНЕРГИЯМ ЭЛЕКТРОНОВ

Испускаемые β -частицы не обладают определенной энергией, а имеют непрерывное распределение по энергиям с определенным максимальным значением E_0 (фиг. 5).



Ф и г. 5. Распределение энергии в β -спектре.

Поэтому нейтрино необходимо ввести также и для сохранения энергии. Предполагается, что оно забирает остальную энергию $E_0 - E$, где E — энергия электрона. Эта гипотеза хорошо подтверждается тем фактом, что $\frac{1}{2}$ макси-

мальная энергия электрона равна с точностью до экспериментальных ошибок выделяемой при реакции энергии, (определяемой по данным о массах). Это показывает также, что массу нейтрино надо считать очень малой.

Экспериментальными данными, непосредственно подтверждающими эту гипотезу, могут служить, например, данные о β -распаде H^3 в He^3 , для которого хорошо измеренное максимальное значение кинетической энергии электрона составляет всего $18,5 \pm 0,5$ кэв.

Были выполнены тщательные измерения энергетического порога реакции $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$ (см., например, Ташек и др. [74]). Сначала измерялось значение энергии падающего протона, соответствующее порогу реакции, затем оно пересчитывалось в систему центра масс при помощи коэффициента $3/4$. Баланс массы-энергии дает

$$(763,7 \pm 1) \text{ кэв} + \text{H}^3 + \text{H}^1 = \text{He}^3 + n,$$

или

$$\begin{aligned} \text{He}^3 - \text{H}^3 &= 763,7 - (n - \text{H}^1) \text{ кэв} = \\ &= -19,3 \pm 1,3 \text{ кэв (измеренное)}, \end{aligned}$$

где значение разницы масс нейтрона и протона взято из других реакций, куда не входит нейтрино, а также из масс-спектрографических данных и составляет $783 \pm 1,5$ кэв.

Энергия, выделяющаяся при β -распаде, в точности равна разности масс $\text{H}^3 - \text{He}^3$, так что

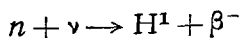
$$E_{\text{выдел.}} = +19,3 \pm 1,3 \text{ кэв.}$$

Это значение совпадает с измеренным максимумом энергии электрона, и из энергетического баланса прямо следует, что масса нейтрино должна быть меньше 1 или 2 кэв, причем эта величина определяется неточностью измерений. Сравнение теории β -распада с измеренной формой β -спектра H^3 позволяет получить даже более низкую границу для массы нейтрино: масса определено меньше $1/2$ кэв.

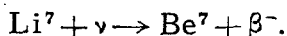
2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕЙТРИНО

Единственным процессом, о котором с определенностью можно сказать, что он должен вызываться свободным

нейтрино, является процесс, обратный β -распаду, т. е. реакция типа



(через ν обозначено нейтрино). Практически для наблюдения этого процесса необходимо использовать нейтроны, связанные в каком-либо ядре, например,



Этот процесс может иметь место, если энергия падающего нейтрино достаточна для компенсации разности масс между Be^7 и Li^7 .

Поперечное сечение такой реакции должно быть крайне малым. Порядок его величины определяется поперечным сечением попадания в ядро (около 10^{-24} см^2) и вероятностью β -распада внутри ядра (около 10^{-20} см^2), так что поперечное сечение должно быть порядка 10^{-44} см^2 , что соответствует средней длине свободного пробега в твердом веществе порядка сотни световых лет. Тем не менее обратный процесс, вероятно, уже наблюдался¹⁾. Использовалась реакция испускания позитрона



требующая энергии нейтрино по крайней мере $1,80 \text{ Мэв}$. В опытах Коуэна и Рейнса [23] применялись счетчики объемом $0,28 \text{ м}^3$, наполненные сцинтиллирующей жидкостью. Для регистрации световых квантов, возникающих в любой части этого большого объема, служили 90 фотоумножителей. С их помощью отыскивались пары импульсов, разделенных по времени на несколько сотен микросекунд. Реакция (6.1) должна приводить к таким совпадениям, так как первый ионизационный импульс вызывается испускаемым позитроном (и γ -лучами в результате его аннигиляции) не позже, чем через 10^{-9} сек после акта распада, а запаздывающий импульс возникает много позже от γ -лучей, испускаемых при захвате нейтрона, после того как он замедлится до тепловых

¹⁾ Последние данные [Cowan C. L., Reines F., Phys. Rev., 107, 1609 (1957)] дают верхнюю границу для сечения этого процесса $\sigma < 4 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$.—Прим. ред.

энергий. В жидкость, саму по себе богатую водородом, для увеличения вероятности появления второго импульса добавлялся поглощающий нейтроны элемент, например Cd. В качестве источника нейтрино были использованы β -распады, возникающие в работающем большом нейтронном реакторе. Надежная защита детектора позволила настолько уменьшить фон для таких специфических импульсов, что наблюдаемый эффект, вероятно, не сводился к случайным совпадениям. Предполагаемое усовершенствование счетчиков должно в ближайшем будущем привести к невызывающим сомнение результатам.

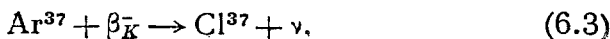
Отдача. Более легкий путь для выяснения данных о нейтрино состоит в получении дальнейших доказательств его участия в β -распаде. Например, энергию нейтрино можно определить двумя методами: во-первых, измеряя энергию электрона и вычитая ее из полной энергии, выделяемой при распаде, и, во-вторых, измеряя импульсы электрона и ядра и применяя закон сохранения импульсов с целью получения импульса и энергии нейтрино:

$$\begin{aligned} E(\nu) &= E_{\text{выдел.}} - E(e), \\ -\mathbf{p}(\nu) &= \mathbf{p}_{\text{ядро}} + \mathbf{p}(e), \\ E(\nu) &= c p(\nu), \end{aligned} \quad (6.2)$$

где c — скорость света (и скорость нейтрино).

Этот метод, к сожалению, требует измерения как энергии отдачи ядра, так и направления отдачи по отношению к импульсу электрона. Эти измерения очень трудно выполнить ввиду того, что энергия отдачи мала.

Более удовлетворительный метод, который применил Аллен [2], состоит в измерении отдачи ядра при захвате K -электрона. При этом выгодно использовать очень легкое ядро, так как тогда энергия отдачи будет большей при данной энергии нейтрино. Но в любом случае энергия отдачи составляет только несколько электрон-вольт, и поэтому очень важно избежать всяких поверхностных сил и влияния химической связи. Поэтому для опыта был выбран благородный газ. Энергия измерялась непосредственно по времени пролета известного расстояния в вакууме. Применялась реакция



Так как K -электрон имеет ничтожный импульс, то импульс ядра отдачи равен импульсу нейтрино. Далее, испускаемые нейтрино являются монохроматическими, их энергия равна разности масс ядер. Поэтому энергию отдачи легко подсчитать

$$E_{\text{отдачи}} = \frac{p^2}{2M} = \frac{[E(\nu)/c]^2}{2M},$$

где p — импульс нейтрино.

Измеренные энергии отдачи имели изолированный пик при 9,7 эв. Наблюдение таких отдач не «доказывает», что нейтрино действительно испускается, но оно дает дополнительные весьма подтверждающие гипотезу о нейтрино сведения о том, что импульс, исчезающий в процессе β -распада, можно приписать одиночной релятивистской частице, движущейся в определенном направлении с энергией, равной энергии нейтрино.

Дальнейшие доказательства существования нейтрино следуют из более детальной теории β -распада, излагаемой в § 21.

§ 7. ПИ-МЕЗОНЫ И ДРУГИЕ ЧАСТИЦЫ

Испускание, поглощение и рассеяние ядрами других ядер, протонов, нейтронов, электронов и γ -лучей (фотонов) представляют собой давно изучаемые явления. Простейшие из ядер — нейтрон и протон — рассматриваются как составные части, из которых построены более сложные системы. Фотоны образуются в акте перехода между состояниями ядерной системы и не мыслятся в качестве независимо существующих составных частей. Ясно, что основные частицы не вполне независимы; нейтрон может самопроизвольно превращаться в протон, электрон и нейтрино. Этот процесс происходит так редко, что мы часто можем его игнорировать. Распад свободного нейтрона происходит в среднем за несколько тысяч секунд, в то время как внутри ядра характеристическое время между соударениями нуклонов составляет только 10^{-21} сек. Для создания удовлетворительной картины строения ядра часто достаточно считать, что ядро является совокупностью протонов и нейтронов, находящихся во взаимодействии,

при котором могут появляться и исчезать фотоны и даже (но более редко) электроны и нейтрино, как события, сопровождающие переходы между стационарными состояниями системы нуклонов.

Но начиная с 1947 г. стало известно, что существует другой класс частиц, названных π -мезонами, которые могут сильно взаимодействовать с нуклонами и ядрами. Они могут испускаться, поглощаться и рассеиваться. Они могут независимо существовать в свободном состоянии, причем время их жизни велико по сравнению с временем ядерных столкновений и их внутренние свойства доступны измерению. Их роль как временных составных частей ядра отмечалась теоретически уже давно, но и до настоящего времени она полностью неясна. В § 18 мы кратко изложим теории, в которых наличие этих частиц связывается с ядерными силами и свойствами самих нуклонов. Здесь мы будем описывать мезоны как независимые частицы, которые могут возникать при ядерных реакциях, если в них выделяется достаточная энергия. Известны три разновидности π -мезона, различаемые по их заряду: положительный, отрицательный и нейтральный. Приведем некоторые обнаруженные из опытов свойства π -мезонов.

1. ЗАРЯЖЕННЫЕ ПИ-МЕЗОНЫ

Заряд: $+e$, $-e$ (оба мезона легко наблюдаемы в камере Вильсона и в фотоэмульсии).

$$\text{Масса: } \begin{cases} \pi^+ & 273,4 \pm 0,2 \text{ массы электрона,} \\ \pi^- & 272,5 \pm 0,3 \text{ массы электрона,} \\ & \text{или } 139,5 \pm 0,1 \text{ Мэв.} \end{cases}$$

Вероятно, что в действительности разница в массах между π^+ и π^- не так значительна.

$$\text{Распад: } \pi^\pm \rightarrow \begin{cases} \mu^\pm + \text{нейтрино} & 100\%, \\ \beta^\pm + \text{нейтрино} & \leq 1/2 \cdot 10^{-4}. \end{cases}$$

Среднее время жизни для распада π^- и π^+ -мезонов одинаково с точностью до экспериментальных ошибок (порядка 10%); наилучшее измеренное значение

$$\tau(\pi^+) = 2,55 \pm 0,1 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Спин: 0. Значение спина известно из измерений поперечных сечений с использованием принципа детального равновесия для определения статистических весов свободных состояний мезона. Измерения проделаны только для π^+ -мезона; можно показать, что π^+ - и π^- -мезоны должны иметь спины, отличающиеся на целое число или нуль. Так как они вообще имеют весьма схожие свойства, то мы предположим, что спины их одинаковы.

Внутренняя четность: отрицательная. Это известное квантово-механическое свойство, которое определяет ход различных реакций с испусканием или поглощением мезонов. О значении его см. § 18.

2. НЕЙТРАЛЬНЫЕ ПИ-МЕЗОНЫ

Заряд: 0.

Масса: $263,7 \pm 0,5$ массы электрона, или $135,0 \pm 0,3$ Мэв.

Распад: $\pi^0 \rightarrow \begin{cases} 2\gamma \sim 99\%, \\ \gamma + \beta^+ + \beta^- \sim 0,8 \pm 0,2\%, \\ \beta^+ - \beta^- ? \end{cases}$

Распад на два γ -кванта наблюдался при помощи прямых методов совпадения. Время жизни составляет около $10^{-14,5}$ сек.

Спин: распад на два γ -кванта доказывает, что спин целый, а не полуцелый и что он не равен единице. Это делает значение 0 весьма правдоподобным; совпадение с известным значением для π^+ -мезона весьма удовлетворительно.

Внутренняя четность: отрицательная, как и у π^+ -мезона.

3. МЮ-МЕЗОНЫ

Мы уже пользовались символом μ^\pm для обозначения продуктов распада π^\pm -мезона. Эта частица называется μ -мезоном и является первой частицей с массой, промежуточной между массой электрона и нуклона, которая была обнаружена. Наиболее известна роль μ -мезонов как главной ионизирующей составляющей космических лучей на уровне моря; практически μ -мезон является единствен-

ной из частиц космических лучей, проникающей под землю на глубину больше, чем несколько метров.

Заряд: $+e$, $-e$.

Масса: $207 \pm 0,4$ массы электрона, или $105,8 \pm 0,2$ Мэв.

Распад: $\mu^\pm \rightarrow \beta^\pm + 2$ нейтрино. Среднее время жизни точно известно только для μ^+ -мезона [$\tau(\mu^+) = 2,22 \pm \pm 0,02 \cdot 10^{-6}$ сек]. По-видимому, оба типа μ -мезонов распадаются с одинаковым периодом.

Спин: определенно полуцелый и, весьма вероятно, равен $1/2$ ¹⁾.

Характерным свойством μ -мезонов является их очень слабое взаимодействие с ядрами. Благодаря тому что соотношение между энергией и пробегом определяется почти исключительно ионизацией, μ -мезоны очень большой энергии могут проникать буквально сквозь километры горных пород. Наоборот, π -мезоны сильно взаимодействуют с ядрами и вследствие этого их средний пробег в веществе определяется геометрическим сечением ядер, которые представляются более или менее непрозрачными для π -мезонов. Их проникающие свойства ограничены при любой энергии несколькими метрами твердого вещества; иногда их путь заканчивается самопроизвольным распадом.

4. ДРУГИЕ МЕЗОНЫ

Другие мезоны, которые открыты или на существование которых по крайней мере имеются указания, исчисляются десятками. Они могут оказаться в большей или меньшей степени существенными для выяснения природы ядерных сил. π -мезоны, по-видимому, связаны с ядерными силами самым непосредственным образом; остальные мезоны мы не будем рассматривать в этой книге. Они пока что относятся не к ядерной физике, а к физике высоких энергий.

Один тип этих новых частиц, названных гиперонами, тесно связан с нуклонами. Гипероны тяжелее нуклонов, и нуклоны являются продуктами их распада на перво-

¹⁾ Выполненные недавно [Garvin, Lederman, Weirich, Phys. Rev., 105, 1415 (1957)] измерения гироманнитного отношения и магнитного момента μ -мезона доказывают, что спин μ -мезона равен $1/2$. — Прим. ред.

начальной или последующих стадиях распада. Таким образом, общее правило о том, что нуклоны не могут создаваться или уничтожаться, следует изменить, включив гипероны в класс сохраняющихся нуклоноподобных частиц. Кроме того, наблюдался, главным образом в фотоэмульсиях, ряд необычных и в сильной степени нестабильных ядер, которые можно интерпретировать как обычные ядра; однако оказалось, что один или несколько нуклонов, входящих в состав этих ядер, заменены гиперонами. Такие «гиперфрагменты», как они были названы, показывают, что гипероны также связываются силами, которые подобны, хотя и не тождественны, ядерным силам.

Недавно наблюдалась полная аннигиляция нуклонов (протонов). Это может происходить, когда «антипротон» ($Z=-1$, $A=+1$) встречается с протоном ($Z=+1$, $A=+1$). По-видимому, существуют также и «антинейтроны» (частицы, для которых, как и для нейтронов, $Z=0$, $A=+1$, но которые способны аннигилировать с обычным нейтроном, обладающим теми же значениями Z и A), хотя они пока еще не наблюдались¹). Аннигиляция электронов с позитронами с испусканием двух световых квантов была известна давно. Аналогичная аннигиляция нуклонов отличается лишь тем, что продуктами аннигиляции являются, вероятнее всего, π -мезоны, а не фотоны. Таким образом, могут иметь место процессы, при которых число нуклонов и гиперонов меняется, но только если при этом одновременно и в равной степени изменяется число «античастиц». И в этом случае можно оставить в силе общий закон сохранения числа нуклонов, если считать, что при изменении числа нуклонов соответствующим образом меняется число античастиц.

Слово *нейтрино* употреблялось нами для обозначения любого продукта распада, имеющего полуцелый спин, нулевой заряд и ничтожно малую массу. Являются ли все такие частицы тождественными нейтрино, возникающему при β -распаде, до сих пор неизвестно.

¹ Аннигиляцию антинейтронов недавно наблюдали Э. Серге и др. (Беркли, США).—Прим. ред.

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ЯДЕРНЫХ СИЛ

§ 8. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОТОНА, НЕЙТРОНА И ДЕЙТРОНА

Теория ядер существенно отличается от теории атомов. При разработке последней были известны основные силы между частицами, входящими в состав атома (электронами и ядрами), и задача состояла в нахождении законов механики, описывающих движение этих частиц под действием заданных сил. Решением этой проблемы явилось построение квантовой механики. В ядрах имеется достаточно оснований считать применимой квантовую механику (одним из примеров, подтверждающих это, является успех гамовской теории распада α -частиц), но действующие силы неизвестны.

Решающим испытанием для любой теории, объясняющей эти силы, является дейтрон, представляющий собой простейшую устойчивую систему, состоящую из тяжелых частиц (нейтронов и протонов). Проблема дейтрона занимает в теории ядра место, подобное проблеме атома водорода в атомной теории. Она служит проверкой теории, не усугубляя вычислительных трудностей, которые достаточно велики уже в теории простейших ядер.

Существуют два пути изучения ядерных сил. Простейший путь состоит в применении так же, как и при изучении атомов, волнового уравнения Шредингера. При этом мы предполагаем, что существует более или менее сложная потенциальная энергия взаимодействия нейтронов и протонов. Массы, магнитный момент и другие свойства последних такие же, как если бы эти частицы были свободны. Более трудный, но и более глубокий путь состоит в использовании квантовой теории полей, в которой число частиц не является ни в коей мере фиксированным и свойства системы определяются как частицами, являющимися ее постоянными составными частями, так и частицами, возникающими и исчезающими в процессе взаимодействия.

начальной или последующих стадиях распада. Таким образом, общее правило о том, что нуклоны не могут создаваться или уничтожаться, следует изменить, включив гипероны в класс сохраняющихся нуклоноподобных частиц. Кроме того, наблюдался, главным образом в фотоэмульсиях, ряд необычных и в сильной степени нестабильных ядер, которые можно интерпретировать как обычные ядра; однако оказалось, что один или несколько нуклонов, входящих в состав этих ядер, заменены гиперонами. Такие «гиперфрагменты», как они были названы, показывают, что гипероны также связываются силами, которые подобны, хотя и не тождественны, ядерным силам.

Недавно наблюдалась полная аннигиляция нуклонов (протонов). Это может происходить, когда «антипротон» ($Z=-1$, $A=+1$) встречается с протоном ($Z=+1$, $A=+1$). По-видимому, существуют также и «антинейтроны» (частицы, для которых, как и для нейтронов, $Z=0$, $A=+1$, но которые способны аннигилировать с обычным нейтроном, обладающим теми же значениями Z и A), хотя они пока еще не наблюдались¹). Аннигиляция электронов с позитронами с испусканием двух световых квантов была известна давно. Аналогичная аннигиляция нуклонов отличается лишь тем, что продуктами аннигиляции являются, вероятнее всего, π -мезоны, а не фотоны. Таким образом, могут иметь место процессы, при которых число нуклонов и гиперонов меняется, но только если при этом одновременно и в равной степени изменяется число «античастиц». И в этом случае можно оставить в силе общий закон сохранения числа нуклонов, если считать, что при изменении числа нуклонов соответствующим образом меняется число античастиц.

Слово *нейтрино* употреблялось нами для обозначения любого продукта распада, имеющего полуцелый спин, нулевой заряд и ничтожно малую массу. Являются ли все такие частицы тождественными нейтрино, возникающему при β -распаде, до сих пор неизвестно.

¹ Аннигиляцию антинейтронов недавно наблюдали Э Серге и др. (Беркли, США). — Прим. ред.

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ЯДЕРНЫХ СИЛ

§ 8. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОТОНА, НЕЙТРОНА И ДЕЙТРОНА

Теория ядер существенно отличается от теории атомов. При разработке последней были известны основные силы между частицами, входящими в состав атома (электронами и ядрами), и задача состояла в нахождении законов механики, описывающих движение этих частиц под действием заданных сил. Решением этой проблемы явилось построение квантовой механики. В ядрах имеется достаточно оснований считать применимой квантовую механику (одним из примеров, подтверждающих это, является успех гамовской теории распада α -частиц), но действующие силы неизвестны.

Решающим испытанием для любой теории, объясняющей эти силы, является дейтрон, представляющий собой простейшую устойчивую систему, состоящую из тяжелых частиц (нейтронов и протонов). Проблема дейтрона занимает в теории ядра место, подобное проблеме атома водорода в атомной теории. Она служит проверкой теории, не усугубляя вычислительных трудностей, которые достаточно велики уже в теории простейших ядер.

Существуют два пути изучения ядерных сил. Простейший путь состоит в применении так же, как и при изучении атомов, волнового уравнения Шредингера. При этом мы предполагаем, что существует более или менее сложная потенциальная энергия взаимодействия нейтронов и протонов. Массы, магнитный момент и другие свойства последних такие же, как если бы эти частицы были свободны. Более трудный, но и более глубокий путь состоит в использовании квантовой теории полей, в которой число частиц не является ни в коей мере фиксированным и свойства системы определяются как частицами, являющимися ее постоянными составными частями, так и частицами, возникающими и исчезающими в процессе взаимодействия.

При таком рассмотрении существенную роль играют мезоны. Мы будем следовать главным образом по первому пути, который часто называют феноменологической теорией. Она служит во всяком случае хорошим введением. Формальная схема второго подхода к задаче до сих пор еще полностью не ясна.

Прежде всего полезно привести имеющиеся данные относительно протона, нейтрона и дейтрона.

1. ПРОТОН

Заряд: $+e$ (протон легко наблюдать по ионизации в веществе).

Масса: 1,008142 а. е. м. (включая массу одного электрона), 938,72 Мэв (включая электрон).

Соотношение между кинетической энергией и пробегом. Протоны данной энергии обладают определенным пробегом в веществе с данной плотностью и атомным числом. Например, пробег протонов с энергией 10 Мэв составляет приблизительно 1 мм воды (количественные данные, включающие много кривых, см. в обзоре Бете и Ашкина в монографии [68], т. I, ч. II).

Спин: $1/2$.

Статистика: Ферми.

Магнитный момент: $+2,79275$ ядерного магнетона.

Его значение в настоящее время (с поправкой на диамагнитное влияние атомного электрона, согласно данным работ Хипла, Соммера и Томаса [38] и Коллингтона и др. [22]) известно с точностью до 0,00002. Оно получено путем непосредственного измерения отношения резонансной частоты ω_r прецессии магнитного момента протона в заданном однородном магнитном поле B и циклотронной частоты ω_c обращения протона по круговой орбите в том же самом поле. При резонансной частоте получаем $\hbar\omega_r = \mu_p B - (-\mu_p B) = 2\mu_p B$; в случае круговой орбиты имеем $M_p v = eB\rho/c$; $\omega_c = v/\rho = eB/M_p c$ (ρ электростатических единиц). Составляя отношение $\omega_r/\omega_c = \mu_p/(e\hbar/2M_p c)$, мы получаем магнитный момент протона в единицах ядерного магнетона.

Дираковская теория электрона приводит к значению магнитного момента электрона, равному в точности одному

магнетону Бора (электронному) — $|e|\hbar/2mc$. Магнитный момент электрона может быть измерен с высокой точностью; она оказывается равным не точно единице, а $1 + 1/2\pi \cdot 1/137$. Но даже это малое отличие от результата простой теории Дирака может быть вычислено с высокой точностью при помощи квантовой теории излучения и согласовано с экспериментальным значением с точностью до нескольких сотысячных. Если протон, частица со спином $1/2$ и единичным зарядом, так же как и электрон, подчиняется уравнению Дирака, то его магнитный момент должен быть очень близок к одному ядерному магнетону. Так как факты противоречат этому заключению, то это означает, что представление об определенной индивидуальной, лишенной внутренней структуры частице, хорошо применимое к электронам, неприменимо к нуклонам. Мезонная теория в ее простейшей форме приписывает дополнительный момент токам виртуальных мезонов вблизи протона при рассмотрении испускания и поглощения мезонов во время движения протона. Но эта идея является в лучшем случае только качественной. Малые поправки к дираковскому значению момента электрона вычисляются на основе таких же представлений. Виртуальное присутствие фотонов (а не мезонов) вызывает флуктуирующую отдачу и переориентацию спина электрона, что приводит к появлению небольшого дополнительного момента. Согласие с опытом является блестящим для электрона, где весь поправочный эффект — порядка одной тысячной. Но аналогичной теории, способной количественно вычислять соответствующий эффект в случае протона, не существует.

Положительный знак магнитного момента показывает, что магнитный диполь совпадает по направлению с вектором спина, т. е. механического момента, что в классическом представлении соответствует вращению некоторого распределения положительного заряда. Положительный знак момента протона и отрицательный знак момента нейтрона были установлены на основе тщательно разработанного варианта опытов по измерению магнитного момента, а также при помощи вращающегося радиочастотного поля с известным направлением вращения (см. работу Роджерса и Штауба [65]).

2. НЕЙТРОН

Заряд: 0 .

Масса: 1,008982 а. е. м.; 939,50 Мэв.

Распад: $n_0^1 \rightarrow H_1^1 + \beta^- + \nu$.

$$T_{1/2} = 770 \pm 140 \text{ сек.}$$

Спин: $\frac{1}{2}$. Спин свободного нейтрона измерялся не совсем прямым методом, основанным на когерентном отражении от магнитных зеркал (Хаммермеш [35]). Этот результат полностью согласуется со значением, которое следует из многих результатов ядерной физики.

Статистика: Ферми.

Магнитный момент: $-1,9128$ ядерного магнетона. Измерение магнитного момента проводилось при помощи варианта резонансного метода молекулярных пучков, широко используемого для других ядер. Сначала пучок нейтронов пропускали через блок железа, намагниченного до насыщения, что приводило к поляризации нейтронов, и их магнитные моменты становились параллельными намагничивающему полю. Затем в постоянном однородном поле, но вне железа, нейтроны подвергали действию радиочастотного поля, перпендикулярного постоянному полю, и пропускали через другой железный блок, также намагниченный до насыщения в направлении, параллельном первому (анализатор), и через нейтронный детектор. Если радиочастота близка к ларморовой частоте прецессии нейтрона, то пучок должен сильно деполяризоваться радиочастотным полем и сильно рассеяться блоком — анализатором. Таким образом, ларморова частота равна той радиочастоте, при которой число проходящих нейтронов наименьшее. Отношение ларморовой частоты к напряженности постоянного магнитного поля H пропорционально гиромагнитному отношению нейтрона, т. е.

$$\frac{\nu}{H} \sim \frac{\text{Магнитный момент}}{\text{Момент количества движения}} .$$

В недавних очень точных измерениях момента нейтрона измерение магнитного поля заменялось измерением магнитного момента протона в том же самом поле при помощи

одного из радиочастотных методов. Отношение резонансных частот давало значение момента нейтрона непосредственно в ядерных магнетонах (см. § 17).

3. ДЕЙТРОН

Заряд: $+e$.

Масса: 2,014735 а. е. м.; $M-A=13,72$ Мэв (включая один электрон).

Спин: 1.

Статистика: Бозе.

Магнитный момент: 0,85735 ядерного магнетона. Значение, приведенное здесь, получено при помощи сравнения резонансных радиочастот, вызывающих опрокидывание спина в данном поле, для образцов из обычного водорода и дейтерия. Это эквивалентно (после поправок на молекулярные эффекты) измерению ядерного момента в очень однородном поле.

Проводились также с чрезвычайно большой точностью опыты по определению магнитного момента дейтрона методом сверхтонкой структуры. Результат отличается от предыдущего примерно на две десятитысячных. Это расхождение далеко превосходит экспериментальные ошибки обоих измерений¹⁾. Оно является следствием относительного движения электрона и нуклонов в дейтроне. Сверхтонкое расщепление измеряет взаимодействие ядерного момента с электронным током, а не с внешним однородным полем. Когда электрон при своем движении подходит близко к ядру, то центром плотности вероятности его распределения является не центр тяжести ядра, а центр заряда протона. При этом быстрое и почти сферически-симметричное движение нейтрона вокруг протона приводит к исчезновению любого магнитного действия нейтрона на электрон, когда последний находится внутри нейтронной «орбиты». Следовательно, действие отрицательного магнитного момента нейтрона будет уменьшено и эффективный момент дейтрона в электронно-дейтронном взаимодействии возрастет.

¹⁾ Теорию см. в работе О. Бора [15], описание экспериментов — в работах Проделла и Куша [62] и Смоллера [71].

Благодаря точному измерению таких очень малых эффектов мы получаем сведения о структуре ядра без использования специфических ядерных методов или высоких энергий.

При квантовомеханическом описании дейтрона естественно предположить, что основное состояние является S -состоянием, т. е. состоянием, в котором орбитальный момент $L=0$. Это означает, что угловая волновая функция не имеет узлов. (При правдоподобных предположениях относительно характера сил можно доказать теоретически, что волновая функция основного состояния вообще не имеет узлов.) При $L=0$ волновая функция ψ обладает сферической симметрией и момент количества движения ядра приписывается его спину. Предполагая, что нейтрон имеет спин $\frac{1}{2}$, мы приходим к заключению, что спины протона и нейтрона параллельны, если спин дейтрона равен 1. В этом случае магнитные моменты также должны складываться:

Момент протона	$= 2,7925 \pm 0,0001,$
Момент нейтрона	$= -1,9128 \pm 0,0001,$
Сумма этих двух моментов	$= 0,8797 \pm 0,00015,$
Момент дейтрона	$= 0,85735,$
Разность	$= 0,0223 \pm 0,0002.$

Мы видим, что момент дейтрона почти, но не совсем совпадает с суммой моментов протона и нейтрона. Причину этого небольшого отличия мы рассмотрим ниже.

Приближенное совпадение момента дейтрона с суммой моментов нейтрона и протона можно объяснить, если только предположить, как это было сделано выше, что спин нейтрона равен $\frac{1}{2}$, а орбитальный момент дейтрона $S=0$. Это видно из табл. 3, в которой приведены результаты вычислений магнитного момента дейтрона при различных предположениях о спине нейтрона S_n и значении орбитального момента основного состояния дейтрона L [см. формулу (19.8)].

Отсюда видно, что только значение $S=1$ и $L=0$ приводит к результату, не очень отличающемуся от измеренного. Все другие комбинации, в особенности с $S_n = \frac{3}{2}$ (или с положительным магнитным моментом нейтрона), весьма отличаются от измеренного магнитного момента дейтрона.

Таким образом, измерения магнитных моментов, взятые сами по себе, дают достаточное основание для следующих утверждений:

- 1) в основном состоянии дейтрона спины нейтрона и протона параллельны (триpletное состояние);
- 2) спин нейтрона равен $\frac{1}{2}$;
- 3) орбитальный момент основного состояния дейтрона равен нулю (*S*-состояние).

Таблица 3

Вычисленные значения магнитного момента дейтрона
 Полный момент количества движения $I=1$. Пропуск в таблице означает, что данные комбинации не могут привести к значению $I=1$

L \ S	$S_n = 1/2$		$S_n = 3/2$	
	0	1	1	2
0	—	0,854	-6,232	—
1	0,500	0,677	-2,866	-2,512
2	—	0,323	3,866	-0,504

Прямые измерения, как уже излагалось выше, подтверждают эти значения спина и знака магнитного момента нейтрона.

Квадрупольный момент. Раби и др. показали, что дейтрон обладает также квадрупольным моментом, соответствующим распределению заряда в форме сфероида, вытянутого вдоль спиновой оси:

$$\frac{\bar{z}^2}{\bar{r}^2} = \frac{\text{Среднее значение } z^2 \text{ для протона}}{\text{Среднее значение } r^2 \text{ для протона}} = \frac{1,14}{3}. \quad (8.1)$$

При сферически-симметричном распределении заряда это отношение равнялось бы просто $\frac{1}{3}$ (учитывая, что $\bar{r}^2 = \bar{x}^2 + \bar{y}^2 + \bar{z}^2$). Таким образом, волновая функция ψ не может не зависеть от угла θ между направлением полного спина и линией, соединяющей ядра. Если ψ разложить по шаровым функциям, то надо предположить зависимость следующего вида:

$$\psi = u + \omega P_2(\cos \theta), \quad (8.2)$$

где P_2 — нормированный полином Лежандра. (Член с P_1 не появляется, так как электрический дипольный момент равен нулю.) Чтобы найти функции u и w , необходимо решить задачу о дейтроне при каких-либо явных предположениях относительно ядерных сил. Это было сделано Рарита и Швингером (см. § 14). Наиболее важным результатом их вычислений является нахождение относительного времени, в течение которого дейтрон имеет орбитальный момент, равный 2:

$$\rho_D = \frac{\int w^2 dr}{\int u^2 dr + \int w^2 dr} = 3,9\%. \quad (8.3)$$

Так как дейтрон теперь не является больше совершенно симметричным, то его магнитный момент не должен быть в точности равен сумме моментов протона и нейтрона. Некоторый вклад будет вносить орбитальное движение в D -состоянии, как это видно из чисел, приведенных в табл. 3. В действительности измеренный момент дейтрона меньше суммы моментов индивидуальных частиц на 0,0223 ядерного магнетона. Отсюда можно вычислить относительное время, в течение которого дейтрон находится в D -состоянии ($L=2$). Если бы это состояние было чистым, то, согласно формуле Ланде, при подстановке в нее измеренных значений магнитных моментов нейтрона и протона значение магнитного момента дейтрона равнялось бы 0,3111. Если относительное время D -состояния равно ρ_D , то магнитный момент должен иметь значение

$$\mu_d = \mu_n + \mu_p - \frac{3}{2} \left(\mu_n + \mu_p - \frac{11}{2} \right) \rho_D = 0,8797 - 0,5696 \rho_D.$$

Если приравнять это выражение измеренному значению магнитного момента, то с большой точностью получаем

$$\rho_D = 3,93\%.$$

К сожалению, эта аргументация не является достаточно надежной, так как магнитные моменты нуклонов внутри ядра могут не совпадать с магнитными моментами свободных нуклонов, как это разъяснено в следующем пункте. Очень трудно вычислить поправку на неаддитивность моментов; неизвестен даже ее знак. Можно оценить только

порядок величины этой поправки (около 2%). Таким образом, об относительном времени пребывания дейтрона в D -состоянии можно лишь сказать, что оно заключено между 2 и 6%.

4. НЕАДДИТИВНОСТЬ НУКЛОННЫХ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

При рассмотрении вопроса о магнитных моментах предполагалось, что моменты, измеренные для свободных нуклонов, не меняются, когда нуклоны взаимодействуют в дейтроне. Релятивистские эффекты при движении нуклонов и представления о наличии виртуальных частиц с различными зарядами и магнитной поляризацией делают предположение о полной аддитивности и отсутствии отклонений от значений моментов свободных нуклонов весьма неправдоподобным. Точное указание на существование неаддитивных добавок к магнитному моменту можно получить из очень точных измерений магнитных моментов следующих за дейтроном более тяжелых ядер H^3 и He^3 . Эти измеренные значения приведены в таблице.

Ядро	Спин	Магнитный момент в ядерных магнетонах
H^3	$1/2$	+2,9786
He^3	$1/2$	-2,1274

Волновые функции этих систем, состоящих из трех тел, известны не так хорошо, как в случае дейтрона; проще всего предположить, что эти ядра являются почти сферически-симметричными и что любые состояния с отличным от нуля орбитальным моментом могут вносить лишь некоторые поправки в значение магнитного момента. Применяя общий метод, подобный тому, который использовался для дейтрона, можно показать (см. работу Эйвери и Сакса [5]), что сумма магнитных моментов этих двух ядер должна

удовлетворять следующему соотношению:

$$\mu(\text{H}^3) + \mu(\text{He}^3) = \mu_p + \mu_n - 2\left(\mu_p + \mu_n - \frac{1}{2}\right)(\rho_D) +$$

+ Другие поправки.

Если предположить, что ρ_D порядка 3—4%, как и в дейтроне, то получим

$$\mu(\text{H}^3) + \mu(\text{He}^3) = 0,8512 \approx 0,8797 - 2 \cdot 0,38 \cdot 0,04 =$$

$= 0,849$ ядерного магнетона.

Эта величина блестяще согласуется с измеренными значениями. Однако моменты каждого ядра *не* согласуются с опытными данными. В самом деле, мы получаем

$$\mu(\text{H}^3) \approx 2,83; \quad \mu(\text{He}^3) \approx -1,97.$$

Эксперименты дают

$$\mu(\text{H}^3) = \mu_{\text{выч.}} + 0,15 \quad \text{и} \quad \mu(\text{He}^3) = \mu_{\text{выч.}} - 0,16$$

(все величины — в ядерных магнетонах). Трудно сомневаться в том, что это отличие в $\pm 0,15$ ядерного магнетона связано как раз с отличием магнитного момента свободных нуклонов от их значений при орбитальном движении. Тот факт, что эта поправка одинакова и противоположна по знаку для двух зеркальных ядер (которые отличаются одно от другого заменой всех нейтронов протонами и протонов нейтронами), является весьма общим следствием любой теории, рассматривающей возможность существования в ядре других токов, кроме тех, которые связаны с движением нуклонов. Этот новый член возникает, по видимому, вследствие обмена мезонами при взаимодействии нуклонов; его называют обменным моментом, или моментом взаимодействия. Мы не можем рассмотреть детально характер этого обмена, но вряд ли можно сомневаться в том, что он приводит к изменению магнитных моментов свободных нуклонов. Удивительно, что только соображения симметрии весьма общего характера позволяют показать, что такие поправки должны быть пренебрежимо малы в системе двух тел (подобной дейтрону), в которой имеется однозначное соотношение между спином и четностью.

Однако релятивистские поправки должны иметь место и для дейтрона. Обыкновенно магнитный момент движущейся частицы меньше момента покоящейся частицы. Теоретические вычисления показали, что релятивистские поправки весьма чувствительны к деталям взаимодействия между нуклонами и характеру мезонного поля, осуществляющего это взаимодействие. Определенных выводов о величине и даже о знаке этих поправок сделать нельзя.

Неожиданно хорошее согласие с формулой Ланде дают даже более тяжелые ядра. Причины этого будут рассмотрены в § 19, п. 3.

§ 9. ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ ДЕЙТРОНА

1. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ

Наиболее важной экспериментальной величиной, являющейся основой теории дейтрона, служит его энергия связи. Ее можно измерить при помощи реакции фоторасщепления дейтронов:



Эта реакция может происходить, если энергия γ -кванта $h\nu$ больше энергии связи дейтрона. Разница между $h\nu$ и энергией связи равна кинетической энергии протона и нейтрона. Так как импульс γ -кванта очень мал, то импульсы протона и нейтрона приблизительно равны и противоположны. Поскольку массы протона и нейтрона приблизительно одинаковы, то они делят избыток энергии (энергия γ -кванта $h\nu$ минус энергия связи) почти точно поровну. Энергию протона E можно определить по измерению полной ионизации, произведенной им, или по измерению его пробега. Тогда энергия связи равна $h\nu - 2E$.

В первых опытах, выполненных Чадвиком и Гольдхабером в 1934 г., использовались γ -лучи ThC'' , энергия которых равна 2,62 Мэв, и измерялась энергия E . Эти опыты дали первое значение энергии связи, равное 2,14 Мэв. Однако измерения пробега не могут быть очень точными.

Применялись также два других прямых метода. В опытах Белла и Эллиота [7] изучалась обратная реакция $\text{H}^1 + n \rightarrow \text{H}^2 + \gamma$. Нейтроны из нейтронного реактора погло-

щались в водороде, а испускаемые γ -лучи образовывали электронно-позитронные пары, энергия которых измерялась по отклонению в магнитном поле. Эти авторы получили значение энергии связи, равное $2,230 \pm 0,007$ Мэв. Другое очень точное измерение было сделано Мобли и Лубенштейном [57], изучавшими нейтроны, которые испускались дейтерием, возбужденным искусственно образованными γ -лучами. γ -лучи возникали в результате тормозного излучения в тяжелом веществе электронов большой энергии, полученных на электростатическом ускорителе типа Ван-де-Граафа с точно фиксированным потенциалом. Авторы измеряли выход нейтронов в зависимости от энергии электронов и нашли соотношение, из которого после незначительной экстраполяции получили для порога реакции значение, равное $2,226 \pm 0,003$ Мэв.

Совершенно независимым методом нахождения энергии связи нейтрона может служить определение разности масс между дейтроном и образующими его нуклонами. Массы дейтрона и протона известны из масс-спектрографических данных, а разницу масс между нейтроном и протоном можно найти, например, из прямого измерения граничной энергии электронов, испускаемых при β -распаде свободного нейтрона. Равенство

$$\text{Энергия связи} = 2M(H^1) + M(n) - M(H^2) - M(H^1)$$

приводит к результату $2,225 \pm 0,015$ Мэв. На основе всех данных мы примем значение энергии связи равным $2,225 \pm 0,002$ Мэв.

Природа сил. Для рассмотрения проблемы дейтрона на основе квантовой механики мы должны знать или предположить что-либо о природе «ядерных сил», удерживающих нейтрон и протон вместе. Эти силы не могут быть электрическими, так как нейтрон не имеет электрического заряда. Они не могут быть также магнитными, так как магнитные силы между протоном и нейтроном, определяемые их свободными магнитными моментами, меньше нужного значения примерно в 100 раз. Гравитационные же силы дали бы взаимодействие, меньшее приблизительно в 10^{38} раз! Поэтому мы должны принять существование ядерных сил как нового типа сил и попытаться получить о них сведения.

Во-первых, мы предположим, что силы являются центральными, т. е. что потенциал взаимодействия нейтрона с протоном представляет собой некоторую функцию $V(r)$, где r — расстояние между частицами. Это предположение лишь незначительно расходится с некоторыми фактами, так как центральные силы приводят к основному состоянию с моментом количества движения, равным нулю, а, как было показано в § 8, основное состояние дейтрона представляет собой главным образом состояние $l=0$ с малой добавкой состояния $l=2$.

Во-вторых, как было показано Вигнером, ядерные силы имеют малый радиус действия. Это предположение должно быть сделано для объяснения малой энергии связи дейтрона (2,22 Мэв; около 1 Мэв на частицу) по сравнению с энергией связи ядра H^3 (8,5 Мэв; около 3 Мэв на частицу) и ядра He^4 (28 Мэв; около 7 Мэв на частицу); малое значение энергии связи дейтрона нельзя объяснить, если силы действуют на больших расстояниях [например, если $V(r) \sim -1/r$]. Аргументы Вигнера основываются на том, что ядра с большим числом частиц имеют большее количество связей на частицу (в ядре H^2 — $1/2$ связи на частицу, в ядре H^3 — $2/3$, в ядре He^4 — $3/4$). Этого еще недостаточно для объяснения отношений энергий связи, приходящихся на одну частицу. Однако большее число связей, приходящихся на частицу в более тяжелых ядрах, приводит к тому, что частицы находятся в малой области действия ядерных сил большую долю времени, благодаря чему энергия связи значительно повышается. Томас дал строгое математическое доказательство того, что можно получить сколь угодно большое отношение энергии связи H^3 к энергии связи H^2 , выбрав радиус действия сил достаточно малым (и одновременно изменив глубину потенциальной ямы так, чтобы получить правильное значение энергии связи). На основании этого аргумента можно ожидать, что энергия связи дейтрона мала по сравнению с полной глубиной потенциальной ямы и что частицы в дейтроне проводят значительную часть времени вне области действия ядерных сил, т. е., что «радиус» дейтрона существенно больше радиуса ядерных сил.

2. ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ

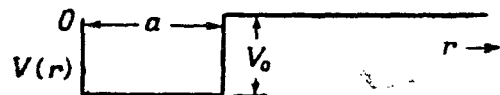
Если потенциал $V(r)$ известен, то энергия связи определяется из уравнения Шредингера

$$\nabla^2 \psi(r, \theta, \varphi) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \psi(r, \theta, \varphi) = 0, \quad (9.2)$$

где r — расстояние между нейтроном и протоном, а m — приведенная масса

$$m = \frac{M_n M_p}{M_n + M_p} \approx \frac{1}{2} M \text{ (протона или нейтрона).}$$

Величина E отрицательна и численно равна величине энергии связи. Наоборот, если значение E известно, то уравнение (9.2) позволяет в принципе определить один параметр, относящийся к $V(r)$.



Фиг. 6. Потенциальная яма для дейтрона.

Модель прямоугольной ямы.

Так как принимается, что для основного состояния $l = 0$, то функция ψ должна быть сферически симметричной. Подстановка $\psi = u(r)/r$ приводит уравнение (9.2) к более простой форме

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} [E - V(r)] u = 0. \quad (9.3)$$

Теперь мы должны выбрать форму потенциальной функции $V(r)$. Одна возможная форма, которая, несомненно, отвечает малому радиусу действия сил и, кроме того, делает простым решение дифференциального уравнения, представляет собой прямоугольную потенциальную яму, изображенную на фиг. 6. (При этом, конечно, не предполагается, что истинная потенциальная функция имеет форму такой прямоугольной ямы. Эта яма используется лишь в качестве простого способа получения нужных соотношений.) Эту модель характеризуют два параметра: ширина и глубина ямы. Так как уравнение Шредингера с данным значением энергии E позволяет определить только один параметр, то мы можем надеяться получить лишь соотношение между V_0 и a , не определяя сами эти

величины. Полагая $E = -W$, где W положительно, в случае потенциальной ямы получаем из уравнения (9.3)

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} (V_0 - W) u = 0 \quad \text{при } r < a, \quad (9.4a)$$

$$\frac{d^2u}{dr^2} - \frac{M}{\hbar^2} W u = 0 \quad \text{при } r > a. \quad (9.4b)$$

Функция ψ должна быть повсюду непрерывной и ограниченной и иметь непрерывную производную. Поэтому функция $u = r\psi$ должна обладать теми же свойствами непрерывности и обращаться в нуль при $r = 0$, а при $r \rightarrow \infty$ должна расходиться не сильнее, чем r . Решениями уравнения (9.4), удовлетворяющими условиям при $r = 0$ и на бесконечности, являются

$$u = A \sin kr \quad \text{при } r < a, \quad (9.5a)$$

$$u = B e^{-\gamma r} \quad \text{при } r > a, \quad (9.5b)$$

где

$$k = \frac{\sqrt{M(V_0 - W)}}{\hbar}, \quad (9.6a)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{MW}}{\hbar}. \quad (9.6b)$$

Соотношение между шириной и глубиной потенциальной ямы. Так как u и ее производная непрерывны, то должна быть непрерывной и производная от $\ln u$. Используя это условие при $r = a$, получаем соотношение

$$k \operatorname{ctg} ka = -\gamma, \quad (9.7)$$

которое не содержит постоянных A и B , а только неизвестные параметры a и V_0 , причем значение энергии связи основного состояния W известно и равно $2,22 \text{ Мэв}$. Значения V_0 и a более ничем не ограничены. Таким образом, (9.7) представляет собой то соотношение между a и V_0 , которое мы хотели получить.

Соотношению (9.7) можно придать более простую приближенную форму. Как мы видели выше, значение W мало по сравнению с V_0 , поэтому в формуле (9.6a) им можно пренебречь; тогда

$$\operatorname{ctg} ka = -\frac{\gamma}{k} \approx -\sqrt{\frac{W}{V_0}}. \quad (9.8)$$

Таким образом, $\operatorname{ctg} ka$ отрицателен и мал по абсолютной величине. Поэтому ka слегка превышает $\pi/2$. (Значение ka , немного большее, чем $3\pi/2$, не соответствует правильному решению, так как при этом волновая функция ψ имела бы при $kr = \pi$ радиальный узел и не отвечала бы состоянию с наименьшей энергией, что противоречит нашему предположению.) Положив приближенно $ka \approx \pi/2$ и опять пренебрегая W в выражении для k , получаем

$$V_0 a^2 \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}. \quad (9.9)$$

В действительности $V_0 a^2$ несколько больше величины, стоящей справа. Однако мы можем быть уверены, что

$$V_0 a^2 < \frac{\pi^2 \hbar^2}{M}, \quad \text{т. е. } ka < \pi; \quad (9.10)$$

этот результат нам понадобится позднее. Выражение $V_0 a^2$ часто встречается в расчетах, поэтому в таких случаях нет необходимости знать в отдельности значения V_0 и a .

Другие формы потенциалов с малым радиусом действия дают приблизительно те же результаты, что и потенциальная яма. Потенциалы вида e^{-r} и e^{-r^2} рассматривались Бете и Бечером [9]. Предлагалась также функция вида e^{-r}/r , так называемый потенциал Юкавы, возникающий в простейшей и наиболее основной форме мезонной теории. Весьма хорошее приближение для волновой функции в случае потенциала Юкавы подробно рассматривалось Хюльтенем (см., например, [41]).

Волновая функция. Другим результатом, не зависящим от формы потенциала (если только он соответствует малому радиусу действия сил), является экспоненциальное убывание $u(r)$ на расстояниях r , больших радиуса действия ядерных сил. Практически функция

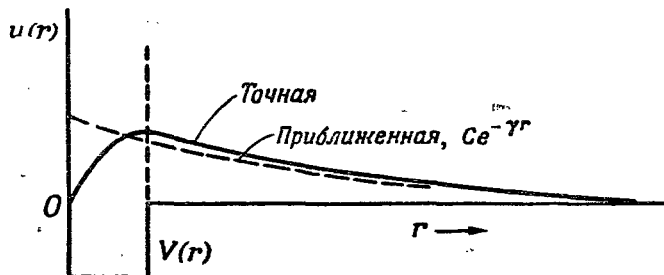
$$u = C e^{-\gamma r} \quad (9.11)$$

достаточно близка к истинной функции $u(r)$ по всей области и может употребляться во многих расчетах. Это ясно видно из фиг. 7. Величину $1/\gamma$ можно рассматривать как параметр, характеризующий размеры дейтрона. Выше было показано, что «радиус» дейтрона значительно пре-

вышает радиус действия ядерных сил, т. е.

$$\frac{1}{\gamma} \gg a. \quad (9.12)$$

Таким образом, большая часть площади, ограниченной кривой $u(r)$, относится к $r > a$. При другой форме потенциала $u(r)$ заметно изменяется только в области $r < a$. Поэтому независимо от формы потенциала функция $Se^{-\gamma r}$ близка к истинной волновой функции $u(r)$ в большей части



Ф и г. 7. Точная и приближенная волновые функции основного состояния дейтрона. Функции нормированы.

пространства. В этом приближении волновая функция ψ при $r=0$ обращается в ∞ ; однако она может быть нормирована, причем оказывается, что за большую часть значения нормировочного интеграла отвечает область $r > a$, так что полюс при $r=0$ приводит к небольшой ошибке:

$$\int \psi^2 d\tau = 4\pi \int_0^{\infty} u^2 dr = 4\pi C^2 \int_0^{\infty} e^{-2\gamma r} dr = \frac{2\pi C^2}{\gamma} = 1$$

или

$$C = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}}.$$

Таким образом, функция

$$u(r) = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} e^{-\gamma r} \quad (9.13)$$

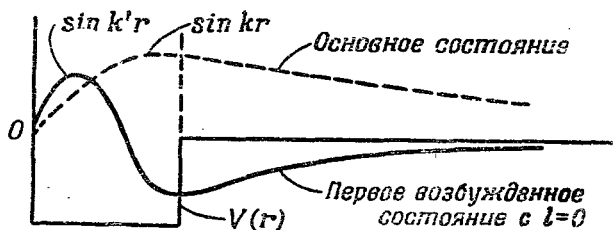
представляет собой нормированную приближенную форму волновой функции $u(r)$.

Если приписать определенные значения величинам a и V_0 , то из условий непрерывности и нормировки можно найти постоянные A и B , входящие в выражение для точной функции $u(r)$, даваемое формулой (9.5). Постоянная B несколько больше постоянной C . Хорошим приближением является выражение

$$B = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \left(1 + \frac{1}{2} \gamma a \right). \quad (9.14)$$

3. ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ДЕЙТРОНА

На основе развитой выше теории можно исследовать вопрос о возбужденных состояниях дейтрона. При $l=0$ других связанных состояний, кроме основного, не существует. Действительно, так как энергия связи основного



Фиг. 8. Волновая функция возбужденного состояния дейтрона (если оно существует).

состояния W мала по сравнению с V_0 , то в уравнении (9.4а) ka лишь немного превышает значение $\pi/2$. Для первого возбужденного состояния ka должен слегка превышать значение $3\pi/2$, так как волновая функция ψ должна теперь иметь радиальный узел (фиг. 8). Однако из соотношения (9.10) следует, что при любом положительном значении энергии связи ka меньше π . Поэтому при $l=0$ не существует возбужденных связанных состояний. Свободные состояния, конечно, существуют.

Мы докажем теперь, что дейтрон не имеет также возбужденных связанных состояний и при высших l . При этом предположим, что силы взаимодействия нейтрона с протоном в состояниях с высшими l такие же, как и в случае $l=0$. (Возможность существования возбужден-

ных состояний с другими значениями спина дейтрона, в частности $S=0$, и с другими силами будет для нас существенна в дальнейшем, при рассмотрении рассеяния нейтронов протонами.)

Для доказательства отсутствия связанных состояний с $l \neq 0$ мы вычислим минимальную глубину ямы, необходимую для существования связанного состояния, т. е. состояния, в котором W в точности равно нулю. Эта необходимая глубина ямы оказывается значительно больше той, которая определена выше из энергии связи основного состояния. Истинная глубина ямы меньше минимальной, которая требуется для существования связанных состояний с $l \neq 0$, поэтому такие связанные состояния не существуют.

Дифференциальное уравнение (9.3), обобщенное на случай $l \neq 0$, имеет вид

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} (E - V) u - \frac{l(l+1)}{r^2} u = 0. \quad (9.15)$$

Далее поступим следующим образом. Рассмотрим прямоугольную яму, глубина которой $V = -V_0$ и радиус $r = a$. Найдем решение уравнения (9.15) внутри и вне ямы. Сошьем эти решения при $r = a$. Это дает соотношение между глубиной ямы V_0 и энергией связи $W = -E$. Полагая $W = 0$, определим минимальную глубину ямы.

Мы приведем в качестве примера доказательство лишь для $l=1$. В этом случае решения дифференциального уравнения (9.15) таковы:

$$u = \frac{\sin kr}{kr} - \cos kr \quad r < a, \quad (9.16a)$$

$$u = e^{-\gamma r} \left[\left(\frac{1}{\gamma r} \right) + 1 \right] \quad r > a, \quad (9.16b)$$

где

$$k^2 = \frac{M(V_0 - W)}{\hbar^2}, \quad (9.17a)$$

$$\gamma^2 = \frac{MW}{\hbar^2}. \quad (9.17b)$$

Будет проще положить $W = 0$ перед тем, как удовлетворять граничным условиям. Так как при этом $\gamma \rightarrow 0$,

то внешнее решение (9.16б) превращается с точностью до множителя в

$$u = \frac{1}{r} \quad r \geq a. \quad (9.18)$$

Это внешнее решение удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{d}{dr}\right)(ru) = 0 \quad r \geq a. \quad (9.19)$$

Внутреннее решение, которое должно непрерывно переходить во внешнее, должно удовлетворять при $r = a$ такому же условию:

$$\frac{d}{d(kr)}(kru) = kr \sin kr |_{r=a} = ka \sin ka = 0, \quad (9.20)$$

т. е.

$$ka = \pi. \quad (9.21)$$

Используя определение k , получаем из (9.17а) при $W = 0$

$$\frac{MV_0 a^2}{\hbar^2} = \pi^2. \quad (9.22)$$

Таким образом, требуемая потенциальная яма V_0 почти в 4 раза глубже потенциальной ямы, определенной из основного состояния дейтрона (9.9). В последнем случае мы имели соотношение такого же типа, как (9.21), в котором значение ka слегка превышало $\pi/2$, но, безусловно, было меньше π [см. условие (9.10)].

Аналогичные доказательства для больших значений l приводят к еще большим значениям величины V_0 .

§ 10. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ СВОБОДНЫМИ ПРОТОНАМИ

Квантовомеханическая теория рассеяния изложена, например, в книге Мотта и Месси [58]. Наиболее важным результатом этой теории, принадлежащим Релею, Факсену и Хольтсмарку и часто называемым методом парциальных волн, является формула для поперечного сечения упругого рассеяния в системе центра инерции:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| (2ik)^{-1} \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) (e^{2i\delta_l} - 1) \right|^2. \quad (10.1)$$

Дифференциальное поперечное сечение $d\sigma$ определяется как число нейтронов, рассеиваемых одним протоном в единицу времени на угол от θ до $\theta + d\theta$ из первичного пучка, плотность потока в котором составляет один нейтрон на единицу площади в единицу времени. Величина $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ представляет собой элемент телесного угла в системе координат центра инерции, $l\hbar$ — момент количества движения системы относительно центра инерции. Де-Бройлевская длина волны в этой системе координат определяется соотношением

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\hbar} = \frac{p}{\hbar} = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar}}. \quad (10.2)$$

Соотношения между величинами, измеряемыми в системе центра инерции (ц. и.) и лабораторной системе (лаб.), для двух частиц равной массы таковы:

$$m = \frac{M_p M_n}{M_p + M_n} \approx \frac{M}{2}, \quad (10.3a)$$

$$\theta_{\text{ц. и.}} = 2\theta_{\text{лаб.}}, \quad (10.3б)$$

$$E_{\text{ц. и.}} = \frac{1}{2} E_{\text{лаб.}} \quad (10.3в)$$

Формула (10.3a) дает значение приведенной массы. Формула (10.3в) устанавливает, что только половина энергии нейтрона в лабораторной системе является энергией движения относительно центра инерции, а остальная — кинетической энергией движения центра инерции. Формулу (10.3б) можно получить из простых геометрических соображений.

Фазы δ_l измеряются в радианах. Их физический смысл можно усмотреть из следующего. На расстояниях, больших по сравнению с радиусом действия ядерных сил, уравнение (9.15) для радиальной функции $u_l(r)$, отвечающей моменту количества движения l и угловому распределению $P_l(\cos \theta)$, сводится к уравнению для свободной волны. Асимптотическое решение $u_l(r)$ уравнения (9.15) будет вести себя поэтому так же, как радиальная волновая функция свободной частицы, имеющей момент l ,

за исключением возможного сдвига фазы:

$$v_l(r) \sim \sin\left(kr - \frac{\pi}{2}l\right) \quad (\text{при больших } r), \quad (10.4a)$$

$$u_l(r) \sim \sin\left(kr - \frac{\pi}{2}l + \delta_l\right) \quad (\text{при больших } r). \quad (10.4b)$$

Если все фазы δ_l равны нулю, то на больших расстояниях полная волновая функция u , представляющая собой суперпозицию волн с различными значениями l , совпадает с падающей волной, не приводя к появлению волн, распространяющихся в других направлениях. Этот результат подтверждается и формулой (10.1) для поперечного сечения, если в нее подставить $\delta_l = 0$.

Заметим, что если волны u_l и v_l отличаются по фазе на $\delta_l = \pi$, то они опять будут неразличимы и поперечное сечение (10.1) обратится в нуль.

1. ЗАВИСИМОСТЬ СДВИГА ФАЗ ОТ МОМЕНТА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

Классическое рассмотрение. Если p — импульс частицы, а b — параметр столкновения (классическое расстояние наибольшего сближения), то момент количества движения дается формулой

$$|\mathbf{r} \times \mathbf{p}| = bp = l\hbar \quad (10.5)$$

или

$$l = b \left(\frac{p}{\hbar} \right) = \frac{b}{\lambda}.$$

Взаимодействие будет иметь место только в том случае, если параметр столкновения b меньше радиуса действия ядерных сил a , т. е. если

$$l < \frac{a}{\lambda}. \quad (10.6)$$

Таким образом, при данной энергии, т. е. при определенной длине волны, эффективное сечение отлично от нуля лишь при ограниченном числе значений l . Соответствующий *квантовомеханический результат* сводится к тому, что для целых значений l , превышающих a/λ , фазы δ_l должны быть пренебрежимо малы.

На основании (10.6) значение $\lambda = a$ соответствует энергии, ниже которой для рассеяния существенно только значение $l = 0$. Эта энергия равна

$$E_{\text{лаб.}} = 2E_{\text{ц. н.}} = \frac{2\hbar^2}{M\lambda^2} = \frac{2\hbar^2}{Ma^2} \approx \frac{2 \cdot 10^{-54}}{(1,6 \cdot 10^{-14}) (2,8 \cdot 10^{-13})^2} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} = 10 \text{ Мэв.} \quad (10.7)$$

2. СФЕРИЧЕСКАЯ СИММЕТРИЯ РАССЕЯНИЯ

Таким образом, мы приходим к результату, что при энергиях, меньших чем 10 Мэв, существенна только фаза δ_0 . Если все высшие члены в (10.1) опустить, то выражение для дифференциального сечения принимает вид

$$d\sigma = d\Omega \lambda^2 \sin^2 \delta_0, \quad (10.8)$$

где телесный угол

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta. \quad (10.8a)$$

Таким образом, поперечное сечение (10.8) не зависит от направления рассеяния, т. е. оно является сферически симметричным для нейтронов с энергией меньше 10 Мэв. Это следствие непосредственно связано с тем, что ядерные силы являются короткодействующими. Поэтому если экспериментально обнаруживается сферическая симметрия рассеяния, то это подтверждает, что силы обладают малым радиусом действия, и оправдывает применимость квантовой механики к задаче рассеяния.

Наилучшим экспериментальным методом определения углового распределения рассеянных нейтронов является измерение распределения протонов отдачи по энергиям. Элементарное рассмотрение показывает, что равномерное распределение по углам соответствует равномерному распределению протонов отдачи по энергиям от нуля до начальной энергии нейтрона (в лабораторной системе).

Полученное из первых измерений при помощи камеры Вильсона угловое распределение показало, что рассеянные нейтроны преимущественно были направлены вперед, т. е. большинство протонов отдачи двигалось под большими углами к направлению первичного пучка нейтронов. Энергия протонов тем меньше, чем больше этот угол. Теперь стало возможным показать, что треки протонов с большой

энергией в этих опытах часто оставались незамеченными, так как они были настолько велики, что протоны уходили за пределы камеры, если только их пути не лежали почти в плоскости камеры. При проверке азимутального распределения, в котором не может быть асимметрии, это обстоятельство подтвердилось; обнаружено, что большинство измеренных длинных треков расположено в плоскости камеры. Тщательные опыты Ди и Гильберта с камерой Вильсона выявили точную сферическую симметрию.

Из измерений энергий отдачи протонов методом ионизационной камеры, выполненных Ладенбургом и его сотрудниками, следует почти равномерное распределение по энергиям. Опыты Штауба и др. в Лос-Аламосе подтвердили равномерное распределение с еще большей точностью, в пределах экспериментальных ошибок, составляющих приблизительно 1%.

В настоящее время экспериментаторы в своих исследованиях концентрируют внимание на выяснении отклонения от сферической симметрии при больших энергиях. Этот вопрос будет рассмотрен в § 16. В этом параграфе мы ограничимся сферически-симметричными распределениями — результатами, относящимися к энергиям до 10 Мэв, т. е. S -волной или парциальной волной с $l=0$, угловое распределение которой определяется функцией $P_0(\cos\theta)$.

3. ПОЛНОЕ ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ

Полное поперечное сечение рассеяния нейтронов протонами при энергиях нейтронов, меньших 10 Мэв, получается при интегрировании выражения (10.8)

$$\sigma = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0, \quad (10.9)$$

где $2\pi\lambda$ — де-бройлевская длина волны нейтрона в системе центра инерции, а δ_0 — сдвиг фазы рассеянной волновой функции при $l=0$. Вне области действия ядерных сил волновая функция u [являющаяся решением уравнения (9.15) при $l=0$ и положительном значении энергии E] пропорциональна $\sin(kr + \delta_0)$, где $k = \sqrt{ME}/\hbar$ (E — энергия нейтрона в системе центра инерции, $E = \frac{1}{2}E_{\text{лаб.}}$; M — масса нейтрона).

Фаза δ_0 определяется, конечно, точной волновой функцией, зависящей от принятой формы потенциала ядерных сил. В случае прямоугольной ямы для определения δ_0 условие, что логарифмическая производная волновой функции должна быть непрерывна на границе ямы, является достаточным.

Такие вычисления проведены, например, Бомом [14]. Однако вычисления, проведенные при различных формах потенциала, показывают, что на зависимость поперечного сечения от энергии форма потенциала существенно не влияет. Поэтому имеет смысл проанализировать рассеяние таким методом, для которого форма потенциала не имела бы значения, вместо того чтобы выбирать потенциал исключительно из соображений аналитического удобства. С этой целью был разобран специальный метод вычислений для рассмотрения рассеяния в дейтронной задаче. (О малом влиянии формы потенциала см. ниже.)

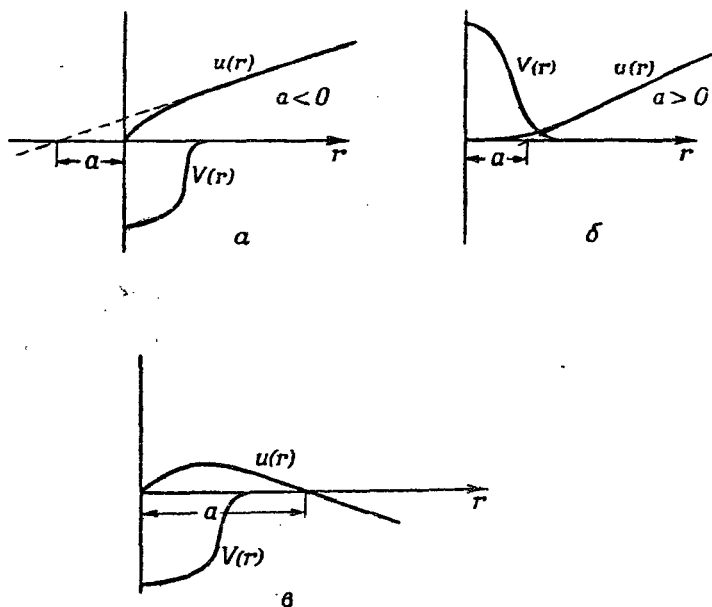
4. ДЛИНА РАССЕЯНИЯ

Мы можем записать выражение для полного поперечного сечения, введя в формулу (10.9) волновое число k , тогда $\sigma = 4\pi \sin^2 \delta_0 / k^2$. При очень малых энергиях $k \rightarrow 0$. Мы должны лишь предположить, что поперечное сечение при малых энергиях остается конечным, не стремясь ни к нулю, ни к бесконечности. (В действительности эти значения являются частными случаями развиваемой ниже теории.) Тогда $\sin^2 \delta_0 / k^2 \rightarrow (\delta_0 / k)^2 \rightarrow a^2$, где введенная нами величина a имеет размерность длины. Эта длина a , определенная пока только для предела нулевой энергии, называется длиной рассеяния Ферми. Ее знак также должен быть фиксирован.

Геометрическая интерпретация длины a иллюстрируется фиг. 9. При очень малых k асимптотическая волновая функция вне области действия ядерных сил пропорциональна $\sin(kr + \delta_0) \rightarrow kr + \delta_0$. Это выражение линейно по r и экстраполируется к нулевому значению при радиусе, равном $-\delta_0/k$. Узел может лежать по обе стороны оси $r=0$. Мы выберем знак длины рассеяния таким образом, чтобы $a = -\delta_0/k$. Тогда положительная фаза соответствует отрицательной длине рассеяния и волновая функция при

малых энергиях имеет вид $k(r-a)$. Это условие является обычным и соответствует тому, что непроницаемая сфера радиуса a имеет длину рассеяния $+a$.

Очевидно, что длину рассеяния Ферми можно определить экспериментально. Ее величина определяется поперечным сечением при малых энергиях, а относительный знак



Ф и г. 9. Геометрическая интерпретация длины рассеяния Ферми a .

a — потенциал притяжения с отрицательной длиной Ферми;
 $б$ — потенциал отталкивания с положительной длиной Ферми;
 $в$ — потенциал притяжения, но с положительной длиной Ферми, предполагающий существование связанного состояния.

ее можно получить из любого интерференционного опыта, в котором определить знак сдвига фазы рассеянной волны. Любой полностью отталкивательный потенциал (например, кулоновские силы между одноименно заряженными частицами) имеет по нашему условию положительную длину рассеяния. Хотя полностью отталкивательный потенциал соответствует положительной длине рассеяния, тем не менее потенциал притяжения может давать как

отрицательные, так и положительные значения для $a(0)$ в зависимости от характера потенциала. (Дальнейшие подробности см. в § 11.)

Мы можем обобщить длину рассеяния Ферми, определив величину $a(k)$ для всех k , если сохраним предельное соотношение $\delta_0 \rightarrow -ka$. Записав $\text{tg} \delta_0 = -ka(k)$, мы, очевидно, допускаем для $a(k)$ произвольно большие значения, даже если фаза имеет ограниченную область изменения. Поперечное сечение может быть записано в виде

$$\sigma = \frac{4\pi \sin^2 \delta_0}{k^2} = \frac{4\pi}{k^2} \left(\frac{1}{1 + \text{ctg}^2 \delta_0} \right) = \frac{4\pi}{[k^2 + 1/a^2(k)]}. \quad (10.10)$$

Таким образом, соотношение $k \text{ctg} \delta_0 = -1/a(k)$ и знание только длины $a(k)$ как функции энергии полностью определяет величину рассеяния S -волны. Мы назовем $a(k)$ обобщенной длиной рассеяния. При стремлении энергии к нулю она переходит в длину рассеяния Ферми, т. е. $\lim_{k \rightarrow 0} a(k) \rightarrow a$.

5. ЭФФЕКТИВНЫЙ РАДИУС

Мы покажем теперь, что независимо от формы и глубины потенциальной ямы обобщенная длина рассеяния $a(k)$ является линейной функцией энергии. Прямая линия, изображающая зависимость от энергии, очевидно, пересекает ось ординат в точке, соответствующей длине рассеяния Ферми $a(0) = a$, а наклон ее дается другим параметром, имеющим размерность длины и называемым эффективным радиусом r_0 . Эта зависимость не является точной. Функция $a(k)$ содержит высшие члены по k^2 , но ими можно пренебречь в области, где главным является S -рассеяние. Таким образом, измеряя рассеяние в области S -волны, можно определить только два параметра a и r_0 , а влияние детальной формы потенциала может быть установлено при повышении точности, что требует рассмотрения поправок, связанных с высшими значениями l .

Чтобы получить линейные соотношения для $-1/a(k)$, мы прежде всего запишем волновое уравнение для двух состояний с энергиями E_1 и E_2 (оба S -состояния):

$$\frac{d^2 u_1}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} [-E_1 - V(r)] u_1 = 0 \quad (10.11a)$$

и

$$\frac{d^2 u_2}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} [-E_2 - V(r)] u_2 = 0. \quad (10.116)$$

Умножая уравнение (10.11a) на u_2 и уравнение (10.116) на u_1 , вычитая одно из другого и интегрируя, получаем

$$u_2 u_1' - u_1 u_2' \Big|_0^R = (k_2^2 - k_1^2) \int_0^R u_1 u_2 dr, \quad (10.12)$$

где интеграл берется в пределах от 0 до произвольного радиуса R . Когда верхний предел равен бесконечности, мы имеем не что иное, как соотношение ортогональности двух собственных функций.

Проделаем далее те же самые операции, используя не точные волновые функции, являющиеся решениями уравнения Шредингера, а некоторые функции ψ , которые ведут себя в точности так же, как $u(r)$ на расстояниях, больших радиуса действия сил. Эти функции являются волновыми функциями свободных частиц со сдвигом фаз:

$$\psi_1 = c_1 \sin(k_1 r + \delta_1) = \frac{\sin(k_1 r + \delta_1)}{\sin \delta_1}. \quad (10.13)$$

Нормировочная постоянная нами выбрана так, чтобы значение ψ в начале координат равнялось единице. Этим определяется и нормировка u , так как ψ асимптотически совпадает с u .

Для функции ψ также имеет место соотношение типа (10.12)

$$(\psi_2 \psi_1' - \psi_1 \psi_2') \Big|_0^R = (k_2^2 - k_1^2) \int_0^R \psi_1 \psi_2 dr. \quad (10.14)$$

Вычтем (10.14) из (10.12). В левой стороне получаемого при этом равенства верхний предел не дает вклада, если мы выберем значение R больше значения радиуса действия, сил потому что тогда $\psi \rightarrow u$. В правой стороне равенства мы можем по этой же причине распространить интегрирование до бесконечности. Так как $u(0) = 0$, то из приведенных выражений для ψ_1 и ψ_1' получаем для всех

вещественных k

$$\begin{aligned} \psi'_2(0) - \psi'_1(0) &= k_2 \operatorname{ctg} \delta_2 - k_1 \operatorname{ctg} \delta_1 = \frac{1}{a(k_1)} - \frac{1}{a(k_2)} = \\ &= (k_2^2 - k_1^2) \int_0^\infty (\psi_1 \psi_2 - u_1 u_2) dr. \end{aligned} \quad (10.15)$$

Это равенство является точным при любом виде потенциала с конечным радиусом.

Используем соотношение (10.15) для случая $k_1 \rightarrow 0$ и произвольного $k_2 = k$. Так как длина рассеяния Ферми a совпадает с $a(0)$, то мы получим

$$-k \operatorname{ctg} \delta = \frac{1}{a(k)} = \frac{1}{a} - \frac{1}{2} k^2 \rho(0, E), \quad (10.16)$$

где

$$\frac{1}{2} \rho(0, E) = \int_0^\infty (\psi_0 \psi - u_0 u) dr. \quad (10.17a)$$

Интеграл ρ может быть определен для двух произвольных энергий E_1 и E_2 :

$$\frac{1}{2} \rho(E_1, E_2) = \int_0^\infty (\psi_1 \psi_2 - u_1 u_2) dr. \quad (10.17b)$$

Существенно, что функции ψ и u отличаются только *внутри* области действия сил. Но как раз в этой области они слабо зависят от энергии, потому что потенциальная энергия много больше чем k^2 во всей области малых энергий, примерно до 10 Мэв .

Поэтому будет хорошим приближением, если во всей области энергии заменить ψ и u в формуле (10.17a) на соответствующие функции при нулевой энергии. Тогда выражение (10.17a) становится равным постоянной, которую обозначим через $1/2 r_0$:

$$\frac{1}{2} \rho(0, E) \approx \frac{1}{2} \rho(0, 0) \equiv \frac{1}{2} r_0 = \int_0^\infty (\psi_0^2 - u_0^2) dr. \quad (10.18)$$

Мы назовем постоянную, определяемую формулой (10.18), «эффективным радиусом».

Для оценки точности приближения (10.18) разложим функцию ϕ , определяемую формулой (10.13), до членов второго порядка относительно k , используя при этом выражения (10.16) и (10.18) для $k \operatorname{ctg} \delta$; это дает

$$\phi = 1 - \frac{r}{a} + \frac{1}{2} k^2 r (r_0 - r) + \frac{1}{6} k^2 r^2 \frac{r}{a} + \dots \quad (10.19)$$

Часть функции ϕ , зависящая от энергии,

$$\frac{1}{2} k^2 r \left(r_0 - r + \frac{r^2}{3a} \right),$$

обращается в нуль при $r=0$, а также при значении $r \approx r_0(1 + r_0/3a)$, которое близко к значению r_0 . Поэтому она мала по сравнению с $k^2 r_0^2$ как раз в той области, которая представляет интерес. Прделав аналогичное разложение для u , мы получим окончательно

$$\frac{1}{a(k)} = \frac{1}{a} - \frac{1}{2} k^2 r_0 + P k^4 r_0^3 + \dots, \quad (10.20)$$

где P — малый численный коэффициент, который, как было показано прямыми вычислениями, меняется в наиболее типичных случаях в пределах от $-0,04$ до $+0,15$ в зависимости от формы и радиуса действия потенциала. Таким образом, независимо от формы потенциала рассеяние может быть описано двумя параметрами a и r_0 . В очень хорошем приближении график зависимости величины $1/a(k)$ от k^2 (т. е. от энергии) представляет собой прямую линию. Такой график можно получить, используя экспериментальные результаты для поперечного сечения при нескольких энергиях и вычисляя $a(k)$ в каждом случае из формулы (10.10). Наклон этой прямой определяет эффективный радиус r_0 , а ордината при $k^2 = 0$ дает длину рассеяния Ферми a . От истинной формы потенциала зависит только малый поправочный коэффициент P ; он приводит к тому, что график зависимости $1/a(k)$ от k^2 отклоняется от прямой линии. Для потенциала типа прямоугольной ямы кривая отклоняется вниз от прямой линии; для потенциала с длинным хвостом наблюдается отклонение вверх.

Применим формулу (10.15) к основному состоянию дейтрона, для которого точно известна энергия связи, так что $E_2 = -W$. Тогда мы имеем $\phi_2 = e^{-\gamma r}$, где $\gamma^2 = MW/\hbar^2$; при

$k_1 \rightarrow 0$ получим

$$\gamma = \frac{1}{a} + \frac{1}{2} \gamma^2 \rho(0, -W). \quad (10.21)$$

Если мы теперь применим приближение эффективного радиуса $\rho(0, -W) = r_0$, то будем иметь

$$r_0 = \frac{2}{\gamma} \left(1 - \frac{1}{\gamma a} \right). \quad (10.22)$$

Формула (10.21) представляет собой распространение теории, в которую входит эффективный радиус, на отрицательные энергии (связанные состояния) или функции $a(k)$ на область мнимых k . Формула (10.22) дает наиболее правильное определение эффективного радиуса, так как энергия связи и, следовательно, γ известны с большой точностью.

Используя простейшую возможную форму потенциала — яму с нулевым радиусом, — мы получим только из энергии связи, что $1/a = \gamma$ и

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2 + \gamma^2} = \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{E + W}. \quad (10.23)$$

Можно ввести поправки к этой формуле для любой предполагаемой формы потенциала и конечного радиуса. Взяв r порядка $(2-3) \cdot 10^{-13}$ см, мы получим поправку к теории нулевого радиуса, которая с трудом может превышать фактор 2 при любой яме.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО РАССЕЯНИЮ НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ

В первых опытах по рассеянию нейтронов протонами использовались $d-d$ нейтроны с энергией 2,5 Мэв. Поперечное сечение совпадало с теоретическим значением с точностью до 20—30%, что было в то время в пределах ошибок опыта. Однако измерения поперечного сечения были проведены также и с *тепловыми нейтронами* (очень медленными); для них формула (10.23) дает

$$\sigma \approx 2,4 \text{ барн}^1), \quad (10.24)$$

а экспериментальный результат составляет ~ 50 барн.

¹⁾ 1 барн = 10^{-24} см².

Двумя причинами этого противоречия могут являться:

1) Поправки к простой формуле (10.23), учитывающие конечный радиус сил.

2) Ферми показал, что поперечное сечение протонов, связанных в молекулах, должно приблизительно в 2,5 раза превышать сечение свободных протонов. Эта вторая поправка уменьшает экспериментальное значение сечения рассеяния свободными протонами приблизительно до 20 *барн*, что было подтверждено измерениями рассеяния нейтронов с энергиями от 1 до 10 эв, при которых молекулярная связь уже не сказывается. Наиболее точное измеренное значение сечения составляет $\sigma_{\text{своб.}} = 20,4 \pm 0,1$ *барн*, что еще далеко от ожидавшегося значения: ~ 3 *барн*.

7. СИНГЛЕТНОЕ СОСТОЯНИЕ ДЕЙТРОНА

В 1935 г. Вигнер указал, как можно устранить это расхождение. Он обратил внимание на то, что основное состояние дейтрона дает нам сведения относительно взаимодействия нейтронов с протонами лишь в таком состоянии, когда их спины параллельны, и что должно существовать также состояние дейтрона, в котором спины нейтрона и протона антипараллельны (синглетное состояние). Мы пока свободны в предположениях относительно синглетного состояния, и если бы его энергия W была мала, то это привело бы к большому поперечному сечению рассеяния при малых энергиях нейтрона E , поскольку σ пропорционально $1/(W + E)$. Так как значение W неизвестно, то его можно определить из наблюдаемого поперечного сечения. Обозначая через σ_s — поперечное сечение рассеяния в синглетном состоянии (спины антипараллельны), σ_t — поперечное сечение рассеяния в триплетном состоянии (спины параллельны), σ — полное поперечное сечение рассеяния, получаем

$$\sigma = \frac{1}{4} \sigma_s + \frac{3}{4} \sigma_t. \quad (10.25)$$

Множители $1/4$ и $3/4$ представляют собой соответственно статистические веса синглетного и триплетного состояний.

Чтобы получить эти значения статистических весов, нужно построить набор волновых функций для двух ча-

стиц, 1 и 2, соответствующих этим двум состояниям. Пусть α обозначает спиновую собственную функцию, соответствующую значению проекции спина на некоторую фиксированную ось z , равному $1/2$, а β — собственную функцию, соответствующую значению этой проекции, равному $-1/2$; тогда можно построить для частиц 1 и 2 следующие волновые функции:

$$\alpha(1)\alpha(2), \quad M = +1$$

(M — составляющая полного спина по оси z),

$$\beta(1)\beta(2), \quad M = -1,$$

$$\frac{\alpha(1)\beta(2) + \alpha(2)\beta(1)}{\sqrt{2}}, \quad M = 0,$$

$$\frac{\alpha(1)\beta(2) - \alpha(2)\beta(1)}{\sqrt{2}}, \quad M = 0.$$

Первые три функции относятся к состоянию с полным спином, равным 1, последняя — к спину 0. Других линейно независимых функций не существует. Поэтому статистические веса этих состояний составляют соответственно 3 и 1.

Используя формулу приближения нулевого радиуса (10.23) и статистические веса, согласно (10.25), и обозначая энергии триплетного и синглетного состояний соответственно через W_t и W_s , получаем для поперечного сечения

$$\sigma = \frac{\pi\hbar^2}{M} \left(\frac{3}{E + W_t} + \frac{1}{E + |W_s|} \right). \quad (10.26)$$

Подставляя измеренное значение поперечного сечения при малых энергиях и известную величину $W_t = 2,23 \text{ Мэв}$, получаем для W_s значение около 60 кэв — величину, значительно меньшую чем W_t . Связь в синглетном состоянии много слабее, чем в триплетном.

Используя нашу более общую теорию эффективного радиуса с включением в нее как триплетного, так и синглетного состояний, мы можем написать выражение для части поперечного сечения, соответствующей S -волне, которое должно быть справедливо для любого потенциала, и описать опытные данные вплоть до энергии порядка

10 Мэв, используя четыре параметра:

$$\sigma = \frac{3\pi}{k^2 + \left(\frac{1}{a_t} - \frac{1}{2} k^2 r_{0t}\right)^2} + \frac{\pi}{k^2 + \left(\frac{1}{a_s} - \frac{1}{2} k^2 r_{0s}\right)^2}; \quad (10.27)$$

здесь a_t и r_{0t} — соответственно длина рассеяния Ферми и эффективный радиус для триплетного состояния, а a_s и r_{0s} — те же величины для синглетного состояния.

О спине нейтрона. Эти опыты дают также доказательство того, что спин нейтрона равен $1/2$. Если бы он равнялся $3/2$, то двумя состояниями, участвующими в рассеянии, были бы квинтет $S=2$ со статистическим весом 5 и триплет $S=1$ со статистическим весом 3. Это дало бы

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{2M} \left(\frac{3}{E+W_t} + \frac{5}{E+W_q} \right). \quad (10.28)$$

Если выбрать энергию связи квинтетного состояния W_q так, чтобы значение σ по формуле (10.28) совпадало с измеренным значением σ при малых энергиях, то при энергиях $2E \sim 400 - 800$ кэв получаются сечения, превосходящие экспериментальные в 1,5 раза, — отличие, сильно превышающее ошибки опыта. Если бы спин нейтрона был больше $3/2$, то для получения правильного значения полного спина дейтрона в основном состоянии нам пришлось бы принять, что $l \neq 0$. Как отмечалось в § 9, это было бы весьма неправдоподобно с точки зрения общих основ квантовой механики.

Знак энергии в синглетном состоянии. Формулы (10.10) и (10.23) содержат только квадрат величины $a(k)$; это означает, что поперечное сечение зависит от величины, но не от знака $a(k)$ (и, следовательно, от $\gamma^2 = MW/\hbar^2$). Для определения знака фазы рассеянной волны, а из нее величины $a(k)$, необходимы измерения, включающие когерентное рассеяние. Рассеянная волна должна интерферировать с некоторой другой рассеянной волной для того, чтобы можно было определить относительный знак. Оказывается, что знак a_s отрицателен в противоположность знаку a_t . Но уравнение (10.21) имеет решение с вещественным, соответствующим связанному состоянию значением γ только в том случае, если величина a положительна. Поэтому синглетное состояние системы нейтрон — протон является

не реальным связанным состоянием, а, как его часто называют, виртуальным состоянием. Энергия W_s не имеет прямого физического смысла, т. е. ничего особенного не происходит, когда кинетическая энергия падающих нейтронов равна W_s . Единственный смысл величины W_s заключается в том, что она описывает рассеяние, согласно формуле (10.26).

Для нейтронов, имеющих нулевую энергию, фаза в триплетном состоянии определяется соотношением

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 \rightarrow -\frac{1}{a_t} = -\frac{1}{|a_t|}.$$

Эта фаза близка к π . Для рассеяния в синглетном состоянии мы имеем

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 \rightarrow -\frac{1}{a_s} = +\frac{1}{|a_s|},$$

так что фаза стремится к нулю. Амплитуды рассеянных волн в этих двух случаях имеют противоположные знаки. Этот факт приводит к возможности чувствительных интерференционных опытов, использующих различные случаи когерентного рассеяния (см. § 11).

§ 11. ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ СВЯЗИ. КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ

В предыдущем параграфе рассеяние нейтронов рассматривалось лишь в том случае, когда можно было пренебречь силами, действующими между протонами. Теперь мы исследуем влияние связи протона в молекулах на рассеяние.

1. ВЛИЯНИЕ СВЯЗИ ПРОТОНОВ В МОЛЕКУЛАХ

1. Влияние химической связи. Предположим, что рассеяние можно рассматривать в борновском приближении; тогда дифференциальное поперечное сечение определяется выражением

$$d\sigma = \operatorname{const} \times m^2 \times \left| \int \psi_1^* V \psi_2 d\tau \right|^2 d\Omega, \quad (11.1)$$

где m — приведенная масса рассеиваемой частицы и рассеивателя, а V — потенциальная энергия их взаимодействия. Интеграл $\int \psi_1^* V \psi_2 d\tau$ представляет собой матричный элемент энергии взаимодействия V между начальным и конечным состояниями. Формула (11.1) получается, если рассматривать в уравнении Шредингера

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \psi = 0 \quad (11.2)$$

член $(2m/\hbar^2)V$ как возмущение. Решение задачи методом теории возмущений дает выражение для сечения, пропорциональное квадрату модуля матричного элемента энергии возмущения, т. е. формулу (11.1).

Значение приведенной массы m зависит от того, свободен протон или связан. [Интеграл в (11.1) не зависит от этого.] Рассмотрим два предельных случая:

1) протон свободен: $m = 1/2 M$;

2) протон связан в *тяжелой* молекуле (например, в парафине): $m = M$. Поэтому можно ожидать, что

$$\sigma_{\text{связ.}} = 4\sigma_{\text{своб.}} \quad (11.3)$$

Чтобы иметь право пользоваться этими результатами, необходимо: 1) иметь возможность установить, когда протон можно считать свободным, а когда связанным и 2) оправдать применимость борновского приближения. Первая из этих задач была рассмотрена (как сообщил Бете [8]) Ферми. Им было показано, что протон может считаться связанным, если

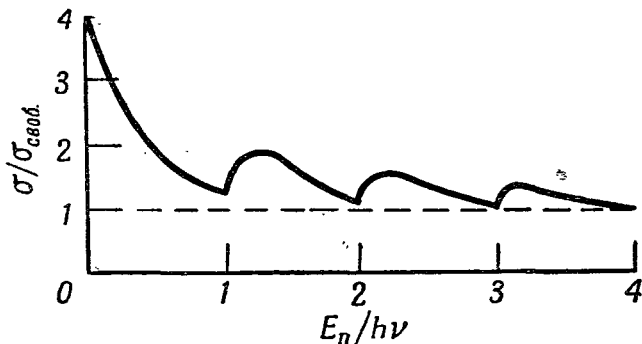
$$E_n \ll h\nu \quad (\approx 0,4 \text{ эв для СН, связанного в парафине}),$$

где E_n — энергия нейтрона, а ν — частота колебаний протона в группе атомов молекулы. На фиг. 10 изображено отношение истинного сечения к сечению рассеяния на свободных протонах в зависимости от E_n .

При $E_n < h\nu$ нейтрон не может возбудить колебаний в молекуле. Внезапное возрастание сечения при $E_n = h\nu$ происходит вследствие появления возможности передачи одного кванта энергии колебательному движению. Аналогичные возрастания сечения имеют место при $E_n = 2h\nu$ и т. д. Когда E_n много больше энергии колебания про-

тона в молекуле, то протон легко выбивается из нее и ведет себя как свободный. Тогда $\sigma \rightarrow \sigma_{\text{своб.}}$

Нейтроны с энергией $E_n < h\nu$ труднее замедлить, чем нейтроны, для которых $E_n > h\nu$, потому что они не могут терять энергию на возбуждение колебаний *протона* в группе атомов молекулы. Однако они могут терять энергию на возбуждение колебаний *целой группы атомов* CH_2 , так как кванты энергии для этих колебаний имеют



Ф и г. 10. Поперечное сечение рассеяния нейтронов упруго связанными протонами.

меньшую величину. Практически нейтроны легко «охладить» до комнатной температуры ($1/40$ эв), но они с трудом «охлаждаются» до температуры 20°K или ниже.

Конечно, борновское приближение нельзя считать непосредственно применимым для нейтронов с энергией E_n порядка 1 эв, когда энергия возмущения (которое должно считаться «малым») составляет величину порядка 10 Мэв (потенциальная энергия взаимодействия протона с нейтроном). Однако ряд теоретических исследований, особенно работа Брейта, показал применимость его в данной задаче. Плачек и Вик [61] получили точные и хорошо применимые приближения для влияния молекулярной связи во многих важных случаях.

Для тяжелых ядер с массой A учет приведенной массы дает вместо (11.3) следующую формулу:

$$\sigma_{\text{связ.}} = \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \sigma_{\text{своб.}} \quad (11.4)$$

2. *Влияние скорости молекул.* Если энергия нейтрона имеет порядок величины тепловых энергий или меньше, то, очевидно, уже нельзя пренебрегать тепловым движением протона. Рассмотрим столкновения нейтрона, обладающего скоростью \mathbf{v} и проходящего через слой рассеивающего вещества толщиной L , с протонами, движущимися со скоростью \mathbf{u} . Поперечное сечение σ_1 является функцией $|\mathbf{v} - \mathbf{u}|$, а число столкновений в 1 сек пропорционально $\sigma_1 |\mathbf{v} - \mathbf{u}|$. Число столкновений данного типа, происходящих в рассеивающем слое, пропорционально величине $(L/v) \sigma_1 \times |\mathbf{v} - \mathbf{u}|$, где отношение L/v — время прохождения рассеивателя. Эффективное поперечное сечение, определяемое как величина, пропорциональная числу столкновений в единице толщины рассеивателя, равно

$$\sigma_{\text{эфф.}}(\mathbf{u}) = [\sigma_1 (|\mathbf{v} - \mathbf{u}|)] \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{u}|}{v}. \quad (11.5)$$

Чтобы получить реальное эффективное поперечное сечение, следует усреднить это выражение по распределению протонов по скоростям \mathbf{u} (усреднение для случая, когда σ_1 не зависит ни от величины, ни от направления относительной скорости $(\mathbf{v} - \mathbf{u})$, см. в работе Швингера [69]).

2. КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ И ЕГО ИЗМЕРЕНИЕ

Для измерения когерентного рассеяния нейтрона протонами при малых энергиях применялись три метода. Представляет интерес рассмотреть каждый из них последовательно. Изложим эти методы в порядке возрастания сложности теории.

1. *Дифракция нейтронов в кристаллах.* Наиболее прямым методом измерения когерентного рассеяния нейтронов протонами является изучение дифракции медленных нейтронов кристаллами, содержащими водород.

Производившиеся опыты во многом были аналогичны подобным опытам с рентгеновскими лучами. Монохроматический пучок нейтронов с длиной волны около 1,06 Å получался при помощи брэгговского отражения пучка тепловых нейтронов, выходящего из нейтронного реактора, от монокристалла каменной соли. Эти монохроматические нейтроны в свою очередь рассеивались в водородо-

содержащем кристаллическом порошке; дифракционная картина (положение и интенсивность максимумов) тщательно измерялась.

При данном образце и геометрии прибора интенсивность данного дифракционного максимума пропорциональна квадрату брэгговской амплитуды рассеяния, скажем, F_{ijk}^2 . Здесь индексы ijk обозначают кристаллическую плоскость, ответственную за максимум рассеяния, и если известна структура и размеры элементарной ячейки кристалла, то F_{ijk} представляет собой сумму ядерных амплитуд рассеяния f , взятых с соответствующими фазами для всех атомов элементарной ячейки.

Все это предполагает полностью когерентное брэгговское рассеяние. Источниками некогерентности являются случайное распределение ядерных спинов по элементарной ячейке, аналогичное случайному распределению различных изотопов, и тепловые колебания решетки. Должно быть также учтено влияние химической связи, потому что когерентное брэгговское рассеяние кристаллов всегда подразумевает наличие полной связи, так как импульс передается решетке как целому. Тогда формула (11.4) дает для сечения брэгговского рассеяния на ядре массы A выражение $\sigma_{\text{связ.}} = [(A+1)/A]^2 \sigma_{\text{своб.}}$. Интенсивность когерентного рассеяния для различных концентраций изотопов c_i при их случайном распределении равна $|c_1 f_1 + c_2 f_2 + \dots|^2$. Эффект случайного распределения спинов можно получить, учитывая отдельно каждое спиновое состояние с соответствующим ему статистическим весом. Вес состояний можно найти так же, как было сделано в формуле (10.25). Нейтрон имеет спин $1/2$; предположим, что рассеивающее ядро имеет спин I , тогда полный момент количества движения сталкивающейся системы (обозначим его через J) должен иметь одно из двух значений, а именно $J = I \pm 1/2$. Уровень с большим значением J имеет $2(I + 1/2) + 1$ состояний, уровень с меньшим значением имеет $2(I - 1/2) + 1$ состояний. Интенсивность когерентного рассеяния ядра со спином I должна определяться квадратом взвешенной амплитуды

$$f^2 \sim \left| \frac{I+1}{2I+1} f_{I+1/2} + \frac{I}{2I+1} f_{I-1/2} \right|^2. \quad (11.6)$$

Некогерентное рассеяние, связанное с тепловым движением, можно оценить на основе модели кристалла. Используя модель Дебая и результаты для рентгеновских лучей, можно перенести фактор Дебая — Валлера на случай рассеяния нейтронов (Уэйнсток [80]). Соответствующим уменьшением когерентного рассеяния нельзя пренебречь, и неопределенность этой поправки ограничивает точность данного метода.

Спектрометр сначала калибруется по алмазному порошку. Весьма малая примесь C^{13} дает пренебрежимо малое некогерентное рассеяние, связанное со случайным распределением спинов и изотопов. Температурная поправка при помощи фактора Дебая — Валлера приводит к ожидаемой интенсивности брэгговских максимумов. Суммируя по всем брэгговским максимумам и используя известную структуру решетки алмаза, мы можем выразить интенсивность данного максимума через *полное поперечное сечение рассеяния ядра углерода*. Сечение $\sigma_{\text{своб.}}$ измеряется непосредственно из опытов по прохождению пучка, а значение $\sigma_{\text{связ.}}$ получается из формулы (11.4). При такой калибровке измерение относительной интенсивности рассеяния на других кристаллических порошках известной структуры может дать значение абсолютных амплитуд рассеяния. Такие измерения были тщательно проделаны для натрия в нескольких различных соединениях. Затем была изучена дифракция на гидриде натрия (NaH) и таким путем когерентная амплитуда рассеяния на водороде определена через известную амплитуду f_{Na} . В результате получаем

$$\sigma_{\text{ког.}} = 4\pi |f_H|^2; \quad f_H = +3,9 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (11.7)$$

Так как энергия нейтрона достаточно мала, то f_H можно выразить непосредственно через длины рассеяния Ферми, поскольку согласно формуле (10.10) $1/a^2(k) + k^2 \approx 1/a^2$. Мы получим¹⁾

$$f_H = -2 \left(\frac{3}{4} a_t + \frac{1}{4} a_s \right), \quad (11.8)$$

¹⁾ Используемое здесь условие с знаках $f = -a$ следует непосредственно из определения амплитуды рассеяния и из рассмотрения, которое привело к выводу формулы (10.10). Часто в литературе определяют f так, чтобы она имела тот же знак, что и a . Тогда ее можно назвать «когерентной длиной рассеяния».

где коэффициенты при a_t и a_s являются спиновыми статистическими весами, а поправочный множитель от учета приведенной массы равен 2. Измерение полного поперечного сечения при малых энергиях, согласно изложенному в § 10, дает

$$\frac{\sigma_0}{4\pi} = \frac{1}{4} a_s^2 + \frac{3}{4} a_t^2 = \frac{20,4}{4\pi} \text{ барн} = 162 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (11.9)$$

Очевидно, что это выражение согласуется с формулами (11.7) и (11.8) только в том случае, если a_s и a_t существенно различны. Это доказывает гипотезу Вигнера о том, что силы взаимодействия между нейтроном и протоном зависят от спинов.

Анализ формул (11.7) — (11.9) показывает, что a_s и a_t должны иметь противоположные знаки. Мы знаем из § 10, формулы (10.21), что значение a_t положительно. Поэтому a_s отрицательно, т. е. синглетное состояние является виртуальным. Из формулы (11.7) следует, что $|a_s| > 3a_t$.

Весьма важно получить не только эти качественные результаты, но и количественные значения для a_s и в особенности для a_t , потому что a_t в дальнейшем может быть использовано для определения r_0 из формулы (10.27). К сожалению, точность метода дифракции в кристаллах не очень велика. Ее можно несколько увеличить путем эмпирического изучения изменения максимумов с температурой образца и сопоставления этих данных с результатами более сложной и Солзе реальной модели колебания решетки, чем простая дебаевская модель. Однако эта зависимость от наших знаний о колебаниях решетки гидрида натрия опять-таки ограничивает точность метода.

Весьма интересно отметить, что поперечное сечение когерентного рассеяния в водороде [формула (11.7)] очень мало (меньше 10%) по сравнению с полным поперечным сечением σ_0 . Таким образом, большая часть сечения некогерентна. Она связана с «прокидыванием» спина протона. В других ядрах некогерентное рассеяние обычно много меньше. Например, для ядер со спином 0 некогерентного рассеяния этого типа нет вовсе, а для дейтрона (спин 1) когерентное рассеяние составляет более 70% полного поперечного сечения. Однако когерентное рассеяние

нейтронов в водороде по абсолютной величине не мало и оно достаточно для определения положений атомов Н в кристалле — задачи, которую нельзя разрешить при помощи рентгеновских лучей, очень слабо рассеиваемых на атомах Н. Если желательно уменьшить фон некогерентного (связанного с опрокидыванием спина) рассеяния для определения кристаллической структуры, то следует заменить водород дейтерием.

2. *Полное внутреннее отражение нейтронов.* Наиболее точный и наиболее изящный метод измерения когерентного рассеяния основан на применении нейтронных зеркал. Измерение критического угла внутреннего отражения и отсюда коэффициента преломления для медленных нейтронов производилось при помощи зеркала из жидкого углерода. Благодаря этому определяется полное когерентное рассеяние жидкости, и, таким образом, амплитуда рассеяния водорода выражается через известное значение амплитуды для углерода.

Этот метод основывается на одной важной общей теореме физической оптики, которая формулируется следующим образом (см., например, Лакс [52]):

$$n^2(k) = 1 + \left(\frac{4\pi}{k^2} \right) \sum N_i f_i(0), \quad (11.10)$$

где $n(k)$ — коэффициент преломления, k — волновое число падающего пучка (в вакууме), N_i — число ядер данного типа i в 1 см^3 вещества и $f_i(0)$ — амплитуда когерентного рассеяния вперед ядра типа i .

Для большинства ядер амплитуда $f_i(0)$ оказывается отрицательной, что соответствует *положительной* длине рассеяния Ферми a . Это означает, что, кроме тех случаев, когда энергия близка к уровню поглощения, ядро действует более или менее как непроницаемая сфера. Поэтому коэффициент преломления *меньше* единицы и при прохождении пучка нейтронов из вакуума в вещество может обнаружиться явление полного отражения при определенном (почти скользящем) угле падения. Используя закон Снелла на поверхности раздела зеркало — вакуум, мы имеем $\sin \theta_c / 1 = n / 1$, где θ_c — критический угол падения, измеряемый от нормали. Так как коэффициент преломления для нейтронов очень близок к единице, то мы можем

записать $\sin \theta_c \approx 1 - \delta_c^2/2$, где δ_c — угол скольжения, измеряемый от поверхности зеркала. Тогда

$$\delta_c^2 = - \left(\frac{4\pi}{k^2} \right) \sum N_i f_i(0). \quad (11.11)$$

Каждый нейтронный пучок, падающий на поверхность под углом $\delta < \delta_c$, будет полностью отражен обратно в вакуум. Предельный угол δ_c , конечно, зависит от длины волны, и поэтому для каждого данного угла δ нейтроны с определенными длинами волн будут полностью отражены, но нейтроны, для которых длина волны столь мала, что $\delta_c < \delta$, не будут отражены.

При проведении эксперимента интенсивный пучок тепловых нейтронов направлялся из воздуха ($n_{\text{возд.}}$ пренебрежимо мало отличается от единицы) под очень малым углом на горизонтальную поверхность водородосодержащей жидкости, действующей как зеркало¹⁾. Для прецизионного определения углов используется достаточно хороший коллиматор со щелями около 1 мм шириной и длиной пути 6 м. Измеряется интенсивность отраженного пучка в зависимости от угла падения. Отраженный пучок содержит нейтроны всех длин волн — от наибольшей присутствующей в падающем пучке до наименьшей критической, при которой $\delta_c(\lambda_c) = \delta$; ниже этой длины волны интенсивность очень быстро спадает. Мы видим, что, если даже спектр пучка не очень хорошо известен, интенсивность отраженного пучка является чувствительной функцией критической длины волны. Если в качестве зеркал использовать несколько жидких смесей углеводородов с различными отношениями водорода к углероду и подбирать угол так, чтобы получать одинаковую интенсивность отраженного пучка в каждом случае, то квадрат угла δ_c для каждой жидкости должен быть пропорционален соответствующей сумме $\sum N_i f_i$. Экстраполируя кривую, составленную по этим данным, к нулевому значению δ_c , мы получаем условие $\sum N_i f_i = 0$. Так как смесь состоит из углерода и водорода, то для этого экстраполированного случая мы имеем

¹⁾ Коэффициент преломления чистого водорода больше 1 ($f > 0$), поэтому водород не дает полного отражения. Наличие других ядер с $f < 0$ делает этот опыт возможным.

$N_C f_C + N_H f_H = 0$, где N_C и N_H — атомные концентрации С и Н.

Таким образом, измеряя состав жидкой смеси, можно определить отношение f_H/f_C . При этом не требуется знать ни длины волн нейтронов, ни спектр, ни поперечное сечение (если только не нужно определять абсолютного значения f_H из отношения f_H/f_C). Так как при критических углах отраженная волна глубоко проникает в вещество (в принципе бесконечно глубоко при $\delta_c = 0$), то при отражении играют роль расстояния, которые значительно превышают расстояния между атомами. Поэтому ни поверхностные пленки или подобного типа явления, ни какие-либо молекулярные агрегаты не могут влиять на результат. Так как коэффициент преломления определяется только когерентным рассеянием, то некогерентные явления не играют никакой роли, потому что используется лишь рассеяние под нулевым углом. Этот метод является более надежным, чем все другие.

В результате получаем (Бёрги и др. [19]), что отношение $f_C/f_H = -1,753 \pm 0,005$. Используя лучшие значения для поперечного сечения чистого углерода [согласно формуле (11.4)] и замечая, что непосредственные измерения теплового некогерентного рассеяния в углероде доказывают, что спиновые и изотопические некогерентные части рассеяния, связанные с C^{13} , меньше 1%, мы получаем

$$f_C = \left(\frac{13}{12}\right) \left(\frac{\sigma_C}{4\pi}\right)^{1/2} = -6,63 \pm 0,03 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Отсюда следует, что

$$f_H = +3,78 \pm 0,02 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad (11.12)$$

в согласии с другими экспериментальными значениями, но с большей точностью по сравнению с ними.

3. *Рассеяние в орто- и параводороде.* Наиболее старый метод измерения когерентного рассеяния состоит в сравнении рассеяния медленных нейтронов в орто- и параводороде. В молекуле ортоводорода спины двух протонов параллельны (полный спин протонов 1); в молекуле параводорода они антипараллельны (полный спин 0). Параводород имеет более низкое энергетическое состояние и поэтому стабилен при низких температурах. Однако в отсут-

ствии катализатора переход ортоводорода в параводород происходит очень медленно. Поэтому водород можно охладить от комнатной температуры до низких температур, сохранив отношение ортоводорода к параводороду таким, каким оно является при комнатной температуре, когда оно равно отношению статистических весов, т. е. 3 к 1 (см., например, Майер Дж. и Майер М. [56]). Таким образом, оказывается возможным измерить в отдельности рассеяние нейтронов пара- и ортоводородом при низких температурах.

Выведем теперь выражение для интенсивностей рассеяния нейтронов молекулой орто- или параводорода в случае, когда энергия нейтрона настолько мала, что $1/k = \lambda_n$ много больше расстояния между атомами в молекуле H_2 ($\approx 0,75 \text{ \AA}$). Это справедливо для нейтронов с температурой 20° K или ниже. При доказательстве мы будем следовать Швингеру и Теллеру [70].

Обозначим операторы Паули для спина нейтрона и протона через σ_n и σ_p . (Они вдвое больше операторов S_n и S_p спинового момента, выраженного в единицах \hbar .) Определим сначала собственные значения оператора $\sigma_n \cdot \sigma_p$. Пусть S обозначает суммарный ядерный спин нейтрона и протона

$$S = S_n + S_p, \quad (11.13)$$

тогда

$$S^2 = S_n^2 + S_p^2 + 2S_n \cdot S_p, \quad (11.14)$$

так как S_n и S_p коммутируют.

Мы знаем, что S^2 , S_n^2 и S_p^2 являются интегралами движения, и нам известны их собственные значения, равные соответственно $S(S+1)$, $S_n(S_n+1)$ и $S_p(S_p+1)$, причем $S=0$ в случае синглетного состояния дейтрона и $S=1$ — в случае триплетного, а величины $S_n=1/2$ и $S_p=1/2$. Поэтому уравнение (11.14) можно использовать для определения $S_n \cdot S_p$:

$$\begin{aligned} S_n \cdot S_p &= \frac{1}{2} [S(S+1) - S_n(S_n+1) - S_p(S_p+1)] = \\ &= \frac{S(S+1)}{2} - \frac{3}{4} \end{aligned}$$

и, следовательно,

$$\sigma_n \cdot \sigma_p = 2S(S+1) - 3, \quad (11.15)$$

откуда

$$\begin{aligned} \sigma_n \cdot \sigma_p &= 1 && \text{при } S = 1 \quad (\text{триплет}), \\ \sigma_n \cdot \sigma_p &= -3 && \text{при } S = 0 \quad (\text{синглет}). \end{aligned}$$

Как и в формуле (11.8), амплитуды рассеянной нейтронной волны в синглетном и триплетном состояниях равны при этих малых энергиях длинам рассеяния Ферми a_t и a_s (отвлекаясь от знака минус, который не отражается на их относительном поведении). Поэтому легко видеть, используя (11.15), что как в случае триплетного, так и синглетного состояний будет справедлива формула

$$\text{Амплитуда рассеяния} = \frac{a_s + 3a_t}{4} + \frac{a_t - a_s}{4} \sigma_n \cdot \sigma_p. \quad (11.16)$$

Так как мы считаем, что рассеяние между протонами в молекуле значительно меньше λ_n , то можно пренебречь небольшой разностью фаз волны рассеяния двух протонов и просто сложить их амплитуды. Тогда амплитуда волны, рассеянной молекулой H_2 , равна

$$\begin{aligned} -f_{\text{H}_2} &= A = \frac{a_s + 3a_t}{2} + \frac{a_t - a_s}{4} \sigma_n \cdot (\sigma_{p_1} + \sigma_{p_2}) = \\ &= \frac{a_s + 3a_t}{2} + \frac{a_t - a_s}{2} \sigma_n \cdot S_{\text{H}}, \end{aligned} \quad (11.17)$$

где индексы p_1 и p_2 относятся к двум протонам, а $\frac{1}{2}(\sigma_{p_1} + \sigma_{p_2}) = S_{\text{H}}$ означает суммарный спин протонов в молекуле H_2 . В параводороде полный спин $S_{\text{H}} = 0$, поэтому амплитуда рассеяния на параводороде равна

$$f_{\text{пара}} = -\frac{1}{2}(a_s + 3a_t) \quad (11.18)$$

Эта амплитуда в точности равна удвоенной амплитуде когерентного рассеяния свободного атома H

$$f_{\text{H свобод}} = -\left(\frac{3}{4}a_t + \frac{1}{4}a_s\right).$$

Тот факт, что амплитуда рассеяния $f_{\text{пара}}$ равна удвоенной амплитуде $f_{\text{H}_{\text{своб.}}}$, является следствием того, что два протона в молекуле H_2 рассеивают в одинаковой фазе.

Сечение рассеяния ортоводорода $\sigma_{\text{орто}}$ также можно получить из (11.17). Квадрат амплитуды $|f_{\text{орто}}|^2$ содержит перекрестный член, линейный относительно σ_n , который обращается в нуль при усреднении по направлениям спинов в падающем нейтронном пучке. Остается квадратичный член, пропорциональный величине

$$\langle (S_{\text{H}} \cdot \sigma_n) (\sigma_n \cdot S_{\text{H}}) \rangle_{\text{ср.}} = \langle S_{\text{H}}^2 \rangle_{\text{ср.}} = S(S+1).$$

В результате поперечное сечение равно

$$\sigma_{\text{орто}} = \sigma_{\text{пара}} + 2\pi (a_t - a_s)^2. \quad (11.19)$$

Поэтому, чтобы оправдать гипотезу Вигнера о спиновой зависимости сил между нейтроном и протоном, достаточно показать, что поперечное сечение ортоводорода больше поперечного сечения параводорода. Это можно сделать, измеряя поперечные сечения смеси орто- и параводорода, охлажденной от комнатной температуры до низких температур достаточно быстро, чтобы не происходило превращения ортосостояния в парасостояние. Поперечное сечение такой смеси равно

$$\sigma_{\text{смеси}} = \frac{3}{4} \sigma_{\text{орто}} + \frac{1}{4} \sigma_{\text{пара}}. \quad (11.20)$$

Фактически этот метод явился первым экспериментальным подтверждением гипотезы Вигнера. Наиболее точные опыты этого типа (Саттон и др. [72]) дали $\sigma_{\text{орто}} = 125$ барн, $\sigma_{\text{пара}} = 4$ барна. Такое огромное значение отношения сечения орто- и парарассеяния означает, что когерентное рассеяние является лишь малой частью полного рассеяния, что уже отмечалось в связи с рассеянием на кристаллах [формулы (11.7) — (11.9)]. Оно показывает, что синглетное состояние является виртуальным. Если бы оно было реальным, то, как можно показать, исходя из величины наблюдаемого полного поперечного сечения σ_0 и энергии связи дейтрона, отношение $\sigma_{\text{орто}}/\sigma_{\text{пара}}$ равнялось бы только 1,4.

Если мы хотим определить из опытов величины a_s и a_t , то необходимо сделать поправки на влияние химической связи, на влияние движения молекул и на небольшую

разность фаз, которая возникает вследствие того, что рассеивающие протоны находятся на конечном, хотя и малом по сравнению с длиной волны, расстоянии. Существует еще одна небольшая поправка на неупругое рассеяние, при котором происходит переход молекулы из ортосостояния в парасостояние. Длины рассеяния Ферми имеют следующие значения: $a_t = 5,2 \cdot 10^{-13}$ см, $a_s = -23,4 \cdot 10^{-13}$ см. Они являются приблизительно правильными, но не такими надежными, как значения, полученные из двух других методов. В измерениях рассеяния на орто- и параводороде имеется одна систематическая ошибка, возникающая вследствие возможного загрязнения параводорода ортоводородом, которую нельзя оценить. Малое отклонение от термодинамических равновесных концентраций, которое можно ожидать после катализа, может существенно сказаться на поперечном сечении, так как отношение $\sigma_{\text{орто}}/\sigma_{\text{пара}} \sim 30$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ ПО РАССЕЯНИЮ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ

Теория эффективного радиуса выражает поперечное сечение рассеяния через четыре параметра: длины рассеяния Ферми (a_s и a_t) и эффективные радиусы (r_{0_s} и r_{0_t}) для триплетного и синглетного состояний. Эффективные радиусы в действительности несколько зависят от энергии, за исключением предельного случая сил нулевого радиуса. Эта слабая зависимость от энергии позволяет сделать некоторые заключения о форме потенциала взаимодействия.

Три параметра определяются из трех опытов: по измерению когерентного рассеяния, по измерению полного поперечного сечения рассеяния для нейтронов, энергии которых близки к тепловым, и по измерению энергии связи дейтрона, которая соответствует виртуальному рассеянию при отрицательной энергии. Из первых двух данных можно непосредственно определить длины рассеяния Ферми a_s и a_t . Из данных об основном состоянии дейтрона нельзя получить сведения о синглетном взаимодействии, так как спин основного состояния фиксирован и равен единице, но из этих данных и из a_t определяется эффективный радиус триплетного состояния r_{0_t} . В приближении, не учитывающем формы потенциала, можно непосредственно вос-

пользоваться формулой (10.22). Если мы включим в рассмотрение последний член формулы (10.20), то значение эффективного радиуса r_{0i} , полученного из γ и a_i , будет слегка зависеть от значения P , т. е. от формы ямы. Представление об этой зависимости дает табл. 4.

Таблица 4

Эффективный радиус триплетного взаимодействия для трех форм потенциала
(в единицах 10^{-13} см)

Форма ямы	r_{0t}
Прямоугольная	1,72 ¹⁾
Экспоненциальная	1,69
Типа Юкавы	1,64

1) Точность всех значений $\pm 2\%$.

Чтобы получить также и четвертый параметр, т. е. эффективный радиус синглетного взаимодействия r_{0s} , необходимо провести измерение рассеяния нейтронов протонами при более высоких энергиях вплоть до нескольких $Mэв$, но таких, чтобы оставаться при этом в области, в которой играет роль парциальная волна $l=0$. (Высшие парциальные волны должны давать только поправки.)

Для всех энергий, при которых возможно получение моноэнергетических пучков нейтронов, были проделаны измерения поперечного сечения с большой точностью (до 1% и точнее). Такие нейтронные источники получают, используя обладающие высокой однородностью по энергии пучки заряженных частиц, обычно из электростатических генераторов. Если применять мишени, в которых происходят определенные ядерные реакции с выходом нейтронов, то пучок нейтронов, движущийся под определенным углом к направлению падающего пучка, будет моноэнергетическим. Так, в литиевой мишени под действием пучка протонов в результате эндотермической реакции

$\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ образуются нейтроны, энергия которых меняется от нескольких десятков киловольт при минимальном выходе вплоть до энергии, равной энергии протонов в пучке минус пороговая энергия 1,647 Мэв. Реакция $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$ служит сильным источником нейтронов с энергией в области 13—15 Мэв при обычных энергиях дейтронов. Эти источники сделали возможным проведение точных измерений при соответствующих энергиях.

Статистические факторы в формуле (10.27) благоприятствуют тому, что триплетное состояние играет большую роль при рассеянии в изучаемой области энергий. Оно возрастает также вследствие того, что члены $1/a_i$ и $1/2 k^2 r_{0_i}$ в знаменателе первого слагаемого в выражении (10.27) для поперечного сечения стремятся сократиться, в то время как соответствующие величины во втором слагаемом (синглетное состояние) складываются в силу отрицательного знака a_s . Более того, при средних энергиях эффективный радиус входит в поперечное сечение главным образом через величину $-k^2 r_{0_s}/a_s$ в знаменателе синглетного члена, которая мала, потому что значение a_s велико. Поэтому из поперечного сечения можно определить r_{0_s} только с малой точностью.

Так как значение триплетного эффективного радиуса должно быть весьма точно известно до определения синглетного радиуса из измеренного поперечного сечения при помощи формулы (10.27) и так как r_{0_i} слегка зависит от формы потенциала (см. табл. 4), то для вычисления r_{0_s} необходимо сделать определенное предположение о форме потенциала. В табл. 5 мы приведем несколько значений эффективных радиусов, полученных из опытов с нейтронами различных энергий, указав при этом соответствующие погрешности.

Теоретически значение r_{0_s} не должно зависеть от энергии. Из табл. 5 видно, что это положение грубо выполняется при экспоненциальной яме и яме типа Юкавы, имеющих сравнительно длинные хвосты, а также при прямоугольной яме. Представляется надежным принять значение радиуса

$$r_{0_s} = 2,5 \pm 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Таблица 5

Значение эффективного радиуса для синглетного рассеяния
нейтрона протоном
(в единицах 10^{-13} см)

Энергия нейтронов, <i>Мэв</i>	1,01	2,54	4,75	14,10
Форма ямы				
Прямоугольная	$2,56 \pm 0,24$	$2,54 \pm 0,21$	$2,48 \pm 0,18$	$2,22 \pm 0,24$
Значения, вычисленные по формуле, не зави- сящей от формы по- тенциала	$2,53 \pm 0,24$	$2,48 \pm 0,23$	$2,39 \pm 0,20$	
Экспоненциальная . . .	$2,51 \pm 0,24$	$2,41 \pm 0,22$	$2,33 \pm 0,19$	$2,24 \pm 0,33$
Типа Юкавы	$2,46 \pm 0,24$	$2,25 \pm 0,23$	$2,02 \pm 0,20$	$2,11 \pm 0,40$

Приведем наилучшие значения для четырех параметров, описывающих *S*-рассеяние нейтрона протоном, с указанием погрешности; значения *a* и *r* получены при $k^2 = ME/2\hbar^2 = = 1,206 (E/M\text{эв}) \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$ и вычислены по формулам, не зависящим от формы потенциала:

$$a_t(0) = +5,38 (1 \pm 0,004) \cdot 10^{-13} \text{ см};$$

$$a_s(0) = -23,7 (1 \pm 0,003) \cdot 10^{-13} \text{ см};$$

$$r_{0s} = 2,5 (1 \pm 0,1) \cdot 10^{-13} \text{ см};$$

$$r_{0t} = 1,70 (1 \pm 0,017) \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Из опытов по рассеянию при этих энергиях нельзя определить форму потенциала. Только сравнение этих результатов с результатами опытов других типов может дать ясное представление об истинной форме потенциала. Из результатов по рассеянию следует относительная согласованность описания нейтрон-протонного взаимодействия при

помощи нерелятивистской квантовой механики с использованием простой потенциальной функции при изучении области не ближе $(2-3) \cdot 10^{-13}$ см.

§ 12. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕЙТРОНА С ИЗЛУЧЕНИЕМ

1. ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ

Фоторасщепление дейтрона упоминалось нами в связи с определением энергии связи (см. § 9). Теперь мы рассмотрим вопрос об эффективном сечении этого процесса. Мы ограничимся малыми энергиями (несколько $Mэв$), так что все необходимые постоянные могут быть взяты из результатов опытов по определению энергии связи дейтрона и изучению рассеяния нейтронов протонами. При таких энергиях вероятность перехода обуславливается в основном дипольным моментом (электрическим и магнитным). Квадрупольный и высшие мультипольные переходы существенны при больших энергиях (100 $Mэв$).

Поперечное сечение поглощения γ -лучей дается формулой (см. Гайтлер [37])

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \frac{\omega m^2 v}{\hbar^3 c} |M|^2, \quad (12.1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота падающего фотона, m — приведенная масса системы (в нашем случае $\frac{1}{2}M_H$), v — скорость испускаемой частицы, M — матричный элемент перехода электрического или магнитного дипольного момента.

Сначала мы рассмотрим явления, вызываемые *электрическим взаимодействием*. Так как составляющая по оси z электрического дипольного момента протона в системе координат центра инерции равна $ez/2$ (z — координата протона относительно нейтрона), то

$$M_{эл.} = \frac{e}{2} \int \psi_i z \psi_f d\tau, \quad (12.2)$$

где ψ_i — волновая функция дейтрона в основном состоянии.

Чтобы матричный элемент был отличен от нуля, конечным состоянием должно быть P -состояние. Так как в системе нейтрон — протон не существует устойчивых P -состоя-

ний (см. § 9), то конечное состояние относится к сплошному спектру. Для энергий, которые малы по сравнению с глубиной потенциальной ямы, волновая функция P -состояния практически равна нулю внутри ямы. Таким образом, потенциальная энергия для P -состояния очень мала, и волновая функция будет очень незначительно отличаться от волновой функции P -состояния при отсутствии потенциальной ямы. Поэтому при вычислениях для ψ_f можно взять волновую функцию свободной частицы с орбитальным моментом, равным единице. Волновая функция свободной частицы нормируется на единичный объем.

Так как при вычислении матричного элемента роль области внутри потенциальной ямы мала, то хорошим приближением будет замена функции ψ_i ее асимптотическим выражением $\psi_i = c_i u_i / r$, где $u_i \rightarrow e^{-\gamma r}$. Радиус действия сил входит только в нормировочную постоянную c_i . Если мы

запишем $4\pi c_i^2 \int_0^\infty u_i^2 dr = 1$ и вспомним определение функции $\rho(E_1, E_2)$ [см. формулу (10.17)], то получим

$$\int_0^\infty u_i^2 dr = \int_0^\infty (e^{-\gamma r})^2 dr = \frac{1}{2} \rho(-W_1, -W_1);$$

следовательно,

$$c_i^2 = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{2\gamma}{1 - \gamma \rho(-W_1, -W_1)} \right] \approx \frac{1}{4\pi} \left(\frac{2\gamma}{1 - \gamma r_{01}} \right). \quad (12.3)$$

Используя этот результат, а также формулы (12.1) и (12.2), получаем

$$d\sigma = 2 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \cos^2 \chi \left[\frac{\gamma k^3}{(\gamma^2 + k^2)^3} \right] \left(\frac{1}{1 - \gamma r_{01}} \right) d\Omega, \quad (12.4)$$

где k — волновое число системы после поглощения γ -кванта, так что

$$\begin{aligned} \text{Энергия системы } E &= h\nu - W_1 = \frac{\hbar^2 k^2}{M}, \\ \text{Энергия связи дейтрона} &= W_1 = \frac{\hbar^2 \gamma^2}{M}. \end{aligned} \quad (12.5)$$

В формуле (12.4) χ представляет собой угол между направлением поляризации γ -кванта и направлением движения протона. Множитель $\cos^2 \chi$ появляется от волновой функции конечного состояния. Если γ -лучи неполяризованы, то усреднение по направлениям поляризации дает

$$\overline{\cos^2 \chi} = \frac{1}{2} \sin^2 \theta, \quad (12.6)$$

где θ — угол между направлением вылета протона и направлением движения первоначального фотона. Если бы мы, наоборот, фиксировали направление поляризации и усреднили зависимость от угла по всем направлениям движения протона, то получили бы

$$\int \cos^2 \chi d\Omega = \frac{4\pi}{3}. \quad (12.7)$$

Из формул (12.3), (12.5) и (12.7) получаем следующее выражение для полного поперечного сечения:

$$\sigma_{\text{эл.}} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar^2}{M} \frac{W_1^{1/2} E^{3/2}}{(E + W_1)^3} \left(\frac{1}{1 - \gamma r_{0t}} \right), \quad (12.8)$$

где последний множитель является единственной поправкой к поперечному сечению при нулевом радиусе и почти не зависит от формы потенциала.

Фотоманнитное расщепление связано с магнитным дипольным моментом. Если μ_p и μ_n — соответственно магнитные моменты протона и нейтрона, выраженные в ядерных магнетонах, то магнитный момент системы равен

$$\frac{e\hbar}{2Mc} (\mu_p \sigma_p + \mu_n \sigma_n). \quad (12.9)$$

Начальным состоянием по-прежнему является основное состояние дейтрона 3S_1 ; зависимость его волновой функции от пространственных координат приближенно дается выражением (12.3). Конечным состоянием также должно быть S -состояние, иначе интегрирование по углам дает в результате нуль. Однако все возбужденные 3S -состояния ортогональны к основному, так как они соответствуют одной и той же потенциальной яме. Поэтому единственно воз-

возможным конечным состоянием является виртуальное 1S_0 -состояние. Поскольку конечное состояние является S -состоянием, испускаемые протоны должны иметь изотропное распределение по углам, в противоположность результату (12.4) для фотоэлектрического расщепления, при котором конечным состоянием является P -состояние.

Матричный элемент перехода имеет следующий вид:

$$M_{\text{магн.}} = \frac{e\hbar}{2Mc} \sum \chi_0 (\mu_p \sigma_p + \mu_n \sigma_n) \chi_1 \int \psi_i \psi_f d\tau, \quad (12.10)$$

где суммирование ведется по спиновым состояниям; χ_1 и χ_0 — спиновые функции соответственно триплетного и синглетного состояний; ψ_i — волновая функция основного состояния дейтрона, приближенно даваемая формулой (12.3); ψ_f — волновая функция синглетного S -состояния в сплошном спектре. Парциальная S -волна плоской волны e^{-ikz} есть $(\sin kr/kr)$.

Матричный элемент можно вычислить таким же образом, как и в случае фотоэлектрического эффекта. Интеграл вычисляется при помощи асимптотических выражений как для начальной, так и конечной волновых функций. Волновая функция основного состояния и ее нормировочный множитель определяются формулой (12.3). Для синглетного состояния мы можем написать функцию (10.13), нормированную так, чтобы она совпадала (с точностью до сдвига фазы) с S -составляющей плоской волны, нормированной на единичный объем,

$$\psi_f \approx c_s \frac{u_s}{r}, \quad u_s = \frac{\sin(kr + \delta_s)}{\sin \delta_s}, \quad c_s = \frac{\sin \delta_s}{(4\pi)^{1/2} k}; \quad (12.11)$$

из соотношения

$$k \operatorname{ctg} \delta_s = -\frac{1}{a_s(k)} = -\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2} k^2 r_0^2 + \dots$$

мы получим

$$c_s^2 = \frac{1}{4\pi [k^2 + 1/a_s^2(k)]}. \quad (12.12)$$

Интеграл берется элементарно; подставляя результат интегрирования в формулу (12.10), а матричный элемент в свою очередь в общую формулу (12.1), получаем в независимом

от формы потенциала приближении

$$\sigma_{\text{магн.}} = \frac{2\pi}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2 (\mu_n - \mu_p)^2 \frac{[\gamma - 1/a_s(k)]^2}{[k^2 + 1/a_s(k)]^2} \frac{k\gamma}{(k^2 + \gamma^2)} \frac{1}{(1 - \gamma r_{0_t})}. \quad (12.13)$$

В действительности в интеграле $\int \psi_i \psi_f d\tau$ мы опустили поправочные члены, порядок величины которых такой же, как и у зависящих от k членов в $1/a(k)$. Из формулы (12.13) и из поправочных членов к интегралу видно, что в более точное выражение для поперечного сечения войдут r_{0_s} и r_{0_t} . Оказывается (Бете и Лонгмайр [11]), что главная поправка в формуле (12.13) содержит только разность эффективных радиусов $r_{0_s} - r_{0_t}$. Отсюда следует, что величину r_{0_s} , которая трудно определяется из рассеяния, можно определить, измеряя $\sigma_{\text{магн.}}$. Но, как мы увидим в дальнейшем, другие теоретические неопределенности ограничивают успешное применение этого метода.

Из формулы (12.13) следует, что $\sigma_{\text{магн.}}$ имеет максимум при

$$k_{\text{макс.}}^2 = \frac{1}{a_s^2(0)}, \quad W_0 = \frac{\hbar^2 k_{\text{макс.}}^2}{M} = \frac{\hbar^2}{Ma_s^2(0)}; \quad (12.14)$$

величину W_0 часто называют энергией виртуального синглетного состояния дейтрона.

Поперечное сечение $\sigma_{\text{магн.}}$ можно выразить через те же обозначения, что в формуле (12.8)

$$\sigma_{\text{магн.}} = \frac{2\pi}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2 (\mu_n - \mu_p)^2 \frac{W_1 E^{1/2} (W_1^{1/2} + W_0^{1/2})^2}{(E + W_1)(E + W_0)}. \quad (12.15)$$

Здесь использован тот факт, что значение длины a_s отрицательно, энергия виртуального синглетного состояния определяется формулой (12.14), а поправки на конечный радиус опущены.

Наличие множителя $(\mu_p - \mu_n)^2$ в формуле (12.15) легко понять, если записать оператор $\mu_p \sigma_p + \mu_n \sigma_n$ в виде

$$\frac{1}{2}(\mu_p + \mu_n)(\sigma_p + \sigma_n) + \frac{1}{2}(\mu_p - \mu_n)(\sigma_p - \sigma_n) \quad (12.16)$$

и заметить, что первое слагаемое ничего не вносит в матричный элемент (12.10). Это следует из того, что

оператор $(\sigma_p + \sigma_n)$, действуя на спиновую функцию χ_1 , с точностью до постоянного множителя опять дает функцию χ_1 , ортогональную к χ_0 .

Оба сечения как фотоэлектрического, так и фотомагнитного расщеплений убывают при больших энергиях ($E \gg W_1 = 2,2 \text{ Мэв}$) пропорционально $E^{-3/2}$, но величина фотомагнитного сечения меньше фотоэлектрического: их отношение равно

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{\text{магн.}}}{\sigma_{\text{эл.}}} &\approx \frac{1}{4} \frac{W_1}{Mc^2} (\mu_p - \mu_n)^2 \approx \\ &\approx \frac{1}{4} \frac{2,2}{931} (2,79 + 1,91)^2 = 0,013 = 1,3\%. \end{aligned} \quad (12.17)$$

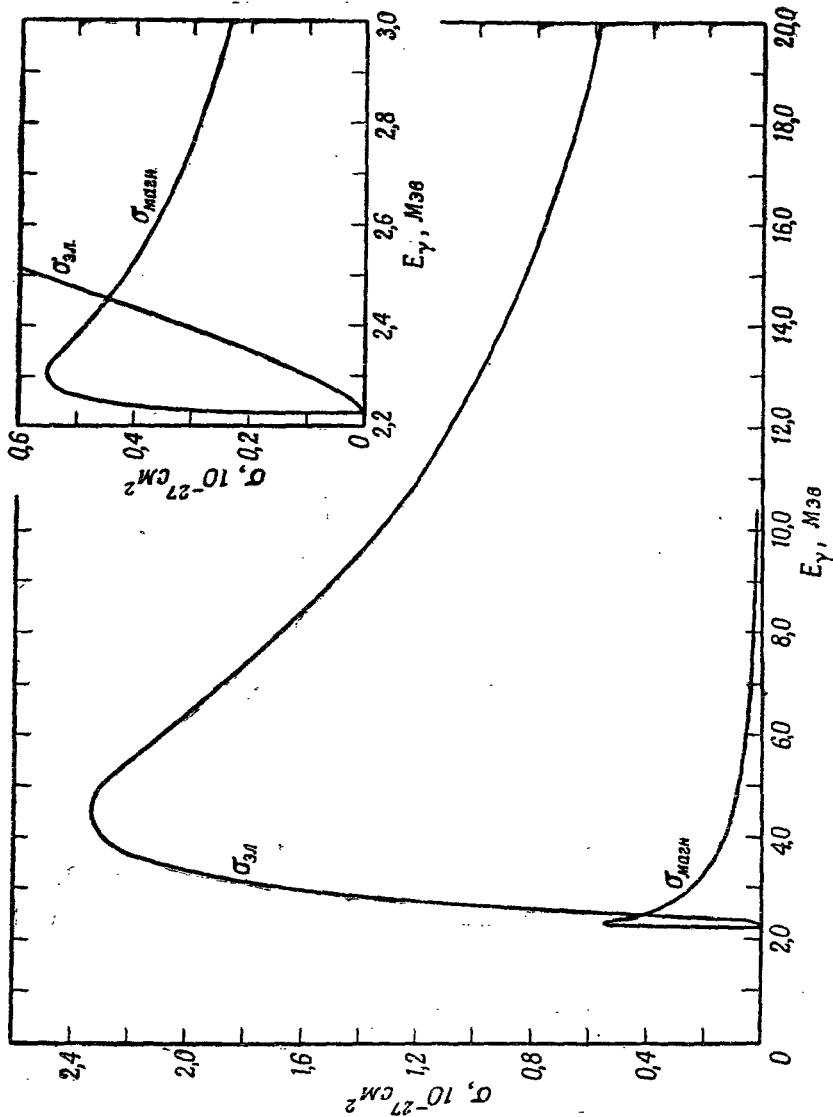
Малость этого отношения обусловлена тем, что магнитный дипольный момент $e\hbar/2Mc$ мал по сравнению с электрическим дипольным моментом $ez/2$; это связано с тем, что размеры дейтрона больше комптоновской длины волны протона.

При малых энергиях ($E \ll W_1 = 2,2 \text{ Мэв}$) фотоэлектрическое эффективное сечение пропорционально $E^{3/2}$, в то время как фотомагнитное пропорционально $E^{1/2}/(E + W_0)$. Таким образом, при энергиях, достаточно близких к порогу реакции, фотомагнитное эффективное сечение будет превышать фотоэлектрическое в отношении

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{\text{магн.}}}{\sigma_{\text{эл.}}} &\approx \left[\frac{1}{4} \frac{W_1}{Mc^2} (\mu_p - \mu_n)^2 \right] \frac{W_1}{E} \frac{W_1}{W_0 + E} = \\ &= 0,013 \frac{W_1}{E} \frac{W_1}{W_0 + E}. \end{aligned} \quad (12.18)$$

Для γ -лучей, энергия которых близка к порогу, наибольшее отношение $\sigma_{\text{магн.}}/\sigma_{\text{эл.}}$ составляет $\sim 0,7$ (эта величина получена для γ -лучей с энергией $2,507 \text{ Мэв}$ из Ga^{72}). Более точные расчеты (Салпетер [67]) приводят к значениям, меняющимся в зависимости от формы потенциала от 0,65 до 0,68.

Графики сечений фоторасщепления в зависимости от энергии изображены на фиг. 11. Максимальное сечение фотоэлектрического расщепления при $\hbar\nu = 2W_1$ составляет $\sim 2,3 \text{ мбарн.}$, а сечение при $25 \text{ Мэв} - 0,5 \text{ мбарн.}$



Ф и г. 11. Поперечные сечения фотоэлектрического и фотомагнитного расщепления дейтрона. На внутреннем графике представлена область вблизи энергетического порога в сильно увеличенном масштабе.

2. ОПЫТЫ ПО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЮ

Впервые фоторасщепление дейтрона наблюдалось в камере Вильсона под действием γ -лучей с энергией 2,62 Мэв, испускаемых ThC'' (Чадвик и Гольдхабер [21]). Измерение поперечного сечения в этих условиях весьма сложно: трудно определить время чувствительности камеры и, кроме того, возможны большие ошибки при измерении интенсивности γ -лучей.

Наиболее достоверные измерения, выполненные до настоящего времени, дают полное поперечное сечение при нескольких значениях энергии γ -лучей от 2,5 до 17,6 Мэв. Сравнение с кривыми фиг. 11 указывает на очень хорошее согласие с теорией. Метод, использованный Уилкинсоном и др. [82], дает абсолютное значение поперечных сечений с точностью до 5—10%. Они наблюдали расщепления, измеряя число ионизационных импульсов от фотопротонов в сферической камере, наполненной дейтериевым газом, причем были тщательно учтены поправки, связанные с попаданием протонов на стенки камеры. Поток γ -лучей калибровался двумя методами: по абсолютному ионному току в толстостенной графитовой камере и по числу α -частиц, сопровождающих излучение γ -квантов в реакции $\text{F}^{19}(p, \alpha)\text{O}^{16*}$, которая являлась источником γ -лучей с энергией 6,14 Мэв.

При энергиях, для которых существен и магнитный фотоэффект, угловое распределение фотопротонов дается интерференцией между S -волной, происходящей от магнитного дипольного взаимодействия, и P -волной, происходящей от электрического дипольного взаимодействия. Поэтому

$$\frac{d\sigma(\gamma, p)}{d\Omega} = a + b \sin \theta + c \sin^2 \theta. \quad (12.19)$$

Были проведены тщательные измерения углового распределения.

Как показывает табл. 6, измерения углового распределения при энергиях, не очень далеких от порога, находятся в хорошем согласии с теоретическими значениями для $\sigma_{\text{магн.}}/\sigma_{\text{эл.}}$. При более высоких энергиях исследования не проводились достаточно полно. При энергиях выше

Таблица 6

Отношение фотоманнитного поперечного сечения
к фотоэлектрическому

γ -лучи	Ga ⁷²	ThC''	Na ²⁴	F(p, α) O16*
Энергия (Мэв)	2,507	2,615	2,757	6,14
$\sigma_{\text{магн.}}/\sigma_{\text{эл.}}$ (наблюдаемое)	0,61 \pm 0,14	0,37 \pm 0,12	0,26 \pm 0,06	0,03 \pm 0,06
$\sigma_{\text{магн.}}/\sigma_{\text{эл.}}$ (вычисленное)	0,67	0,40	0,25	0,026

10 Мэв играют существенную роль электрические квадрупольные переходы в ³D-состояния, и это приводит к асимметрии по отношению к вылету вперед и назад, связанной с интерференцией испускаемых волн с противоположной четностью. Этот эффект отчетливо наблюдался. Влияние тензорных сил, изменяющих как основное состояние, так и испускаемые волны, рассмотреть сложно, но оно незначительно при энергиях меньше 20 Мэв.

3. ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ

Этот процесс является обратным по отношению к фоторасщеплению. Сечение захвата можно получить из сечения фоторасщепления при помощи следующего статистического метода.

Рассмотрим объем, содержащий находящиеся в статистическом равновесии протоны, нейтроны, дейтроны и γ -лучи. Пусть состояние 1 содержит дейтрон и γ -квант, а состояние 2 — нейтрон и протон, тогда при равновесии имеем

$$v_1 \sigma_{1 \rightarrow 2} \times \text{Число состояний 1} = v_2 \sigma_{2 \rightarrow 1} \times \text{Число состояний 2.} \quad (12.20)$$

Равенство останется в силе и в том случае, если под выражением в скобках подразумевать плотность числа состояний в единичном интервале энергии. Эта величина, отнесенная к единичному объему, равна

$$\frac{4\pi p^2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{dp}{dE} g, \quad (12.21)$$

где p — импульс, а g — статистический вес состояния. Используя релятивистские соотношения

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m^2 c^2, \quad \frac{dp}{dE} = \frac{E}{c^2 p}, \quad \frac{Ev}{c^2} = p, \quad (12.22)$$

получаем из формулы (12.20)

$$\frac{\sigma_{2 \rightarrow 1}}{\sigma_{1 \rightarrow 2}} = \frac{g_1 p_1 v_1 E_1}{g_2 p_2 v_2 E_2} = \frac{g_1 p_1^3}{g_2 p_2^3}. \quad (12.23)$$

Это соотношение является общим. Для применения его к нашим состояниям 1 и 2 предположим

$$g_1 = g_d g_\gamma, \quad p_1 = p_\gamma = \frac{\hbar \omega}{c} \quad (\omega = 2\pi \times \text{Частота } \gamma\text{-кванта}),$$

$$g_2 = g_n g_p, \quad p_2 = p_{n,p} = \frac{Mv}{2},$$

где M — масса протона или нейтрона, v — скорость протона относительно нейтрона. Для состояния дейтрона $S = 1$ вес $g_d = 3$, т. е. равен соответственно трем возможным ориентациям спина. Вес $g_\gamma = 2$, т. е. равен соответственно двум возможным направлениям поляризации фотона. Вес $g_n = 2$, $g_p = 2$ соответственно двум ориентациям спина. Используя выражение (12.15) для $\sigma_{\text{магн.}}$, получаем

$$\sigma_{\text{захв.}} = \pi \frac{e^2}{Mc^2} \frac{\hbar}{Mc} \sqrt{\frac{2W_1}{E_0} \frac{(W_1^{1/2} + W_0^{1/2})^2 (W_1 + E_0/2)}{(W_0 + E_0/2) Mc^2}} (\mu_p - \mu_n)^2, \quad (12.24)$$

где $E_0/2 = E = Mv^2/4$ — энергия нейтрона и протона в системе центра инерции. Мы подставили $\sigma_{\text{магн.}}$ взамен полного эффективного сечения фоторасщепления, потому что захват заметен только при малых энергиях, когда $\sigma_{\text{эл.}}$ мало по сравнению с $\sigma_{\text{магн.}}$. При очень малых энергиях $\sigma_{\text{захв.}}$ пропорционально $E_0^{-1/2}$, т. е. $1/v$. Но $\sigma_{\text{захв.}} \cdot v$ пропорционально числу актов захвата в единицу времени. Поэтому вероятность захвата (в единицу времени) медленных нейтронов протонами не зависит от скорости нейтронов (также и от скорости протонов).

При $v = 2200$ м/сек и $E_0 \approx 0,025$ эв экспериментальное значение $\sigma_{\text{захв.}} = 0,330 \pm 0,005$ барн, что приблизительно согласуется с теорией. Этим весьма большим сечением

захвата объясняется тот факт, что водород не применяется в качестве замедлителя в котлах с обычным ураном. Сечение захвата в углероде и дейтерии приблизительно в 100 раз меньше, чем в водороде. Одной из причин такого значения сечения захвата в водороде является большая величина ($\mu_p - \mu_n$). Другая причина — большое значение длины рассеяния виртуального синглетного состояния (резонансная энергия близка к нулю).

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ИЗЛУЧЕНИЕМ И МЕЗОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Наше рассмотрение процесса взаимодействия с излучением было, конечно, полностью феноменологическим. Например, считалось, что магнитные моменты — это заданные свойства нуклонов. На первый взгляд сильным аргументом в пользу этого является аддитивность свободных моментов нуклонов в дейтроне; однако было показано, что любые силы обменного характера не могут изменить среднее значение магнитного момента дейтрона, но могут существенно сказаться на его флуктуациях, т. е. на вероятностях магнитных дипольных переходов во внешнем поле излучения. Остерн и Сакс [4] показали, используя для оценки обменный момент в случае пары зеркальных ядер H^3 и He^2 , что этот эффект может увеличить поперечное сечение захвата нейтрона на 2—4% и вызвать большие относительные изменения в менее важной магнитной части поперечного сечения при больших энергиях. Было также показано, что поперечное сечение фотомангнитного захвата в *дейтроне*, которое аномально мало, обращалось бы точно в нуль, если бы ядро H^3 имело простое сферически-симметричное основное состояние и обменные эффекты отсутствовали.

Конечно, при высоких энергиях простое дипольное приближение не является хорошим. Для фоторасщепления дейтрона в особенности важными становятся электрические квадрупольные моменты, но опыт показывает, что сечение слишком велико по сравнению с вычисленным, даже с учетом всех высших мультиполей. Отклонения становятся существенными при $h\nu \approx 150$ Мэв. По-видимому, процессы при этих энергиях включают образование

и поглощение π -мезонов внутри дейтрона. Все это подчеркивает, что статическое представление о нуклонах, взаимодействие которых определяется некоторым потенциалом, ограничено областью классической ядерной физики, т. е. энергиями до 100 Мэв .

5. ФОТОЭФФЕКТ И ПАРАМЕТРЫ ПОТЕНЦИАЛА

Из формулы (12.8), очевидно, можно получить непосредственно значение триплетного эффективного радиуса r_{0t} или, точнее говоря, $\rho_t(-W_1, -W_1)$, используя поперечное сечение фоторасщепления. Хорошее согласие теоретического и экспериментального хода сечения с энергией оправдывает метод эффективного радиуса и позволяет определить величину $1/(1-\gamma\rho_t)$ и отсюда получить значение ρ_t . Делаются малые поправки, учитывающие зависимость от формы потенциала, но соответствующие им эффекты пока еще экспериментально не обнаружены. Полученное из фотоэффекта значение $r_{0t} = 1,7 \pm 0,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ находится в очень хорошем согласии с более точным, но полученным менее прямым образом значением, которое дано в § 11.

Появление в формуле (12.13) члена $1/a_s(k)$ означает, что точные измерения фотоманнитного поперечного сечения могут дать сведения о синглетном эффективном радиусе, если известен триплетный эффективный радиус r_{0t} . Последний может быть получен весьма точно из тщательных измерений поперечного сечения захвата нейтрона протоном при тепловых энергиях нейтрона. Определенное таким образом значение можно сравнить с тем, которое получается при сопоставлении $1/a_s(k)$ с линейным графиком, который наблюдается для поперечных сечений рассеяния при энергиях примерно от 1 до 15 Мэв . Еще более интересным является тот факт, что малые поправки к приближенной теории, учитывающие зависимость от формы потенциала при использовании этих двух типов опытов, приводят к изменениям противоположного знака в значениях r_{0s} . Потенциалы с длинным хвостом стремятся уменьшить эффективный радиус при данном поперечном сечении рассеяния и увеличить эффективный радиус при фиксированном поперечном сечении захвата. Поэтому некоторые

сведения о форме потенциала экспериментально легче получить этим способом, чем при помощи особо точных измерений поперечного сечения рассеяния, что было бы необходимо для получения отклонений величины $1/a_s(k)$ от линейного хода. В настоящее время, однако, ни из экспериментальных данных; с одной стороны, ни из поправок на взаимодействие — с другой, нельзя сделать определенных выводов. Результаты, полученные из опытов по захвату, приблизительно такие же, как и результаты, которые следуют из опытов по рассеянию нейтронов протонами, но они менее точны.

§ 13. РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ ПРОТОНАМИ

Для ядра He^2 не наблюдалось устойчивого состояния; это согласуется с тем, что потенциальная функция взаимодействия протона с протонами, полученная на основании опытов по рассеянию протонов протонами, не приводит к связанному состоянию. Поэтому исследование рассеяния протонов протонами является единственным путем изучения сил взаимодействия между протонами. Опыты по рассеянию протонов протонами легче осуществить и интерпретировать, чем опыты по рассеянию нейтронов протонами, по следующим причинам.

1. Протоны легче получить в широкой области энергий.

2. Протоны можно сделать монохроматическими по энергии. Наилучшей реакцией образования монохроматических нейтронов является $d + \text{H}^3 \rightarrow \text{He}^4 + n$. Эта реакция хороша для получения нейтронов с энергиями от 14 до примерно 20 или 25 Мэв. Выше этих энергий можно получить только грубо моноэнергетические нейтроны.

3. Протоны можно получить в виде хорошо коллимированных пучков. Создать же коллимированные пучки быстрых нейтронов очень трудно.

4. Протоны легко обнаружить по их ионизации, что делает возможным более точные измерения углового распределения, чем в случае нейтронов.

5. Протоны одновременно с ядерным рассеянием подвержены кулоновскому рассеянию. Может показаться, что это обстоятельство служит помехой для изучения чисто ядерных сил, но на самом деле оно позволяет опреде-

лить интерференцию ядерного и кулоновского рассеяний, а это делает опыт более чувствительным к ядерному рассеянию (в случае, когда оно мало), а также позволяет определить знак сдвига фазы, вызванного ядерным рассеянием. Далее, так как кулоновское рассеяние очень хорошо изучено теоретически и экспериментально, то его можно использовать для целей калибровки при измерениях ядерного рассеяния.

6. Система протон — протон подчиняется статистике Ферми, в то время как система нейтрон — протон может иметь состояния как симметричные, так и антисимметричные по отношению к перестановке частиц. Это упрощает анализ опытов по рассеянию протонов протонами, но, конечно, для получения более полных сведений необходимо измерять также и рассеяние нейтронов протонами.

1. ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ ПРОТОНАМИ

Теория рассеяния протонов протонами сложнее теории рассеяния нейтронов протонами вследствие наличия наряду с ядерным силовым полем кулоновского поля. Кулоновское поле требует особого квантовомеханического рассмотрения задачи рассеяния вследствие медленного изменения его потенциала с рассеянием.

Рассеяние в кулоновском поле. Рассеяние в кулоновском поле впервые исследовал с классической точки зрения Резерфорд. Результат этого исследования хорошо известен

$$d\sigma = \frac{e^4 Z_1^2 Z_2^2}{4m^2 v^2 \sin^4(\theta/2)} 2\pi \sin \theta d\theta, \quad (13.1)$$

где $Z_1 e$ и $Z_2 e$ — заряды частиц, v — скорость падающей частицы, m — приведенная масса и θ — угол рассеяния в системе координат центра инерции. Для двух протонов $Z_1 = Z_2 = 1$, $m = M/2$, $\theta/2 = \theta_1$ (угол в лабораторной системе). В лабораторной системе координат формула (13.1) принимает следующий вид:

$$d\sigma = \frac{e^4}{E_0^2} \left(\frac{1}{\sin^4 \theta_1} + \frac{1}{\cos^4 \theta_1} \right) \cos \theta_1 2\pi \sin \theta_1 d\theta_1. \quad (13.2)$$

Член, содержащий $\cos^4 \theta_1$, добавлен вследствие того, что каждому протону, рассеянному на угол θ_1 (в лабораторной системе координат), соответствует протон отдачи,

движущийся под углом $(\pi/2 - \theta_1)$, а при выводе (13.1) эти протоны отдачи не учитывались. Множитель $4 \cos \theta_1$ возникает при преобразовании телесного угла при переходе от системы координат центра инерции к лабораторной системе. $E_0 = 1/2 Mv^2$ — кинетическая энергия в лабораторной системе.

Как хорошо известно, формула Резерфорда (13.1) согласуется с экспериментальными результатами, относящимися к рассеянию α -частиц и протонов малых энергий ядрами. Влияние ядерных сил при малых энергиях ничтожно. Однако даже при весьма малых энергиях классическая формула (13.2) не описывает точно рассеяния протонов *протонами*. Причина этого состоит в том, что классическая теория не учитывает требования симметрии. Квантовомеханическое рассмотрение рассеяния в кулоновском поле, произведенное Моттом (Мотт и Месси [58]), приводит к следующему результату для того случая, когда падающая частица и рассеиватель тождественны:

$$d\sigma = \frac{e^4}{E_0^2} \left(\frac{1}{\sin^4 \theta_1} + \frac{1}{\cos^4 \theta_1} - \frac{\cos [(e^2/\hbar v) \ln \operatorname{tg}^2 \theta_1]}{\sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1} \right) \cos \theta_1 2\pi \sin \theta_1 d\theta_1. \quad (13.3)$$

Дополнительный член возник благодаря свойствам симметрии волновой функции, связанной с тождественностью рассеиваемой частицы и рассеивателя. Этот член представляет собой интерференцию между двумя частями волновой функции, описывающей систему двух протонов. Знак минус перед этим членом соответствует статистике Ферми. Для неодинаковых частиц этот член отсутствует и формула для сечения в точности совпадает с формулой Резерфорда (13.1).

Для протонов, энергия которых больше 1 Мэв ($v > c/20$), $e^2/\hbar v < 1/7$, так что $\cos [(e^2/\hbar v) \ln \operatorname{tg}^2 \theta_1]$ приближенно равен единице, за исключением значений θ_1 , близких к нулю или к $\pi/2$. Вне этих областей формула (13.3) приближенно принимает следующий вид:

$$d\sigma = E_0^2 \left(\frac{1}{\sin^4 \theta_1} + \frac{1}{\cos^4 \theta_1} - \frac{1}{\sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1} \right) \cos \theta_1 2\pi \sin \theta_1 d\theta_1. \quad (13.4)$$

Однако опыты Уайта, а также Тюва, Хайденбурга и Хавстада, выполненные в 1936 г., показали, что под углом 45° наблюдается значительно больше протонов, чем это следует из формулы (13.4) при энергии протонов около 1 Мэв . Это означает, что ядерные силы уже здесь играют заметную роль.

Влияние ядерного потенциала. Разумно предположить, что потенциал ядерных сил, действующих между двумя протонами, имеет такие же свойства, как и потенциал взаимодействия протона с нейтроном. Предположение Вигнера о малости радиуса действия сил (см. § 9) относится как к взаимодействию протона с нейтроном, так и к взаимодействию протона с протоном. Главным отличием протона от нейтрона является электрический заряд, а ядерные силы, по-видимому, не вызываются наличием заряда. Поэтому мы примем, что потенциал сил взаимодействия двух протонов ограничен, как и прежде, некоторой малой областью радиуса a , хотя значение a не обязательно должно быть тем же.

Поэтому при рассеянии протонов протонами *при малых энергиях* следует ожидать, что ядерные силы будут вызывать только рассеяние при $l=0$, так же как и при рассеянии нейтронов протонами.

Мы здесь только наметим ход решения задачи (более подробное изложение см. в книге Мотта и Месси [58]).

В чисто кулоновском поле в системе координат центра инерции асимптотическое решение уравнения Шредингера для рассеяния двух частиц равной массы M , энергия одной из которых равна $\frac{1}{2}Mv^2$, имеет следующий вид:

$$\psi(\mathbf{r}) = \exp[ikz + i\eta \ln k(r-z)] + \frac{g(\theta)}{r} \exp(ikr - i\eta \ln 2kr + i\pi + 2i\zeta_0), \quad (13.5)$$

где

$$g(\theta) = \frac{e^2}{Mv^2 \sin^2(\theta/2)} \exp\left(-i\eta \ln \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (13.5a)$$

и

$$\eta = \frac{e^2}{\hbar v}, \quad k = \frac{Mv}{\hbar}, \quad e^{i\zeta_0} = \frac{\Gamma(1+i\eta)}{|\Gamma(1+i\eta)|}. \quad (13.5b)$$

Первый член в формуле (13.5) представляет собой падающую волну; это почти плоская волна с небольшим,

зависящим от координат сдвигом фазы, вызванным большим радиусом действия кулоновского потенциала. Вторым член выражает рассеянную сферическую волну. Квадрат модуля $g(\theta)$ дает поперечное сечение, отнесенное к единице телесного угла $d\sigma/d\Omega$, если на ψ не накладываются ограничения, связанные с характером симметрии. Заметим, что $|g(\theta)|^2$ в точности совпадает с формулой (13.1), которая поэтому является правильной для рассеяния неодинаковых частиц в чисто кулоновском поле.

Рассмотрим теперь действие ядерных сил, не принимая пока во внимание тождественности частиц. Разложим $\psi(\mathbf{r})$ по полиномам Лежандра $\cos\theta$

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{r} \sum_l v_l(r) P_l(\cos\theta), \quad (13.6a)$$

а истинную волновую функцию $\chi(\mathbf{r})$, включающую эффект ядерных сил, представим в виде аналогичного разложения

$$\chi(\mathbf{r}) = \frac{1}{r} \sum_l u_l(r) P_l(\cos\theta). \quad (13.6b)$$

Волновые функции не зависят от азимута φ , так как в качестве оси z (ось полярной системы координат) выбрано направление распространения падающей волны. Такие разложения возможны, если кулоновский и ядерный потенциалы центрально симметричны. l -е члены этих сумм являются составляющими волновой функции, отвечающими орбитальному моменту l . Функции $v_l(r)$ и $u_l(r)$ представляют собой решения радиальной части уравнения Шредингера, соответственно для чисто кулоновского и для суммарного (кулоновского и ядерного) полей. Таким образом, можно найти $v_l(r)$ и $u_l(r)$. Оказывается, что асимптотически при $z \rightarrow \infty$ $u_l(kr) = v_l(kr + \delta_l)$, где δ_l — постоянный сдвиг фазы, зависящий от l .

Здесь мы будем рассматривать лишь протоны с малой энергией (скажем, < 10 Мэв). Тогда существен только сдвиг фазы δ_0 . Поэтому нам нужно ввести поправку только в член с $l=0$. В этом случае мы можем записать

$$\chi(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r}) + \frac{1}{r} [u_0(r) - v_0(r)]. \quad (13.7)$$

Если $u_0(r)$ и $v_0(r)$ соответствующим образом нормированы, то

$$\chi(\mathbf{r}) = \exp [ikz + i\eta \ln k(r-z)] + \frac{1}{r} \exp [ikr - i\eta \ln 2kr + i\pi + 2i\zeta_0] f(\theta), \quad (13.8)$$

где

$$f(\theta) = \frac{e^2}{Mv^2} \frac{\exp [-i\eta \ln \sin^2(\theta/2)]}{\sin^2(\theta/2)} + \frac{i}{2k} (e^{2i\zeta_0} - 1). \quad (13.9)$$

Разность между этим выражением и выражением для $f(\theta)$, даваемым формулой (13.5а), состоит в содержащем δ_0 добавочном члене, который описывает ядерное рассеяние.

Симметрия волновой функции. Формулы (13.8) и (13.9) дают правильный результат в случае рассеяния различных частиц. Мы должны теперь внести исправления в эти формулы, чтобы принять во внимание тождественность двух протонов. Волновая функция пространственных координат должна быть симметричной, если суммарный спин равен 0, или антисимметричной, если суммарный спин равен 1. Функция $\chi(\mathbf{r})$ в (13.8) не является ни симметричной, ни антисимметричной. Но очевидно, что функция

$$\chi_s = \frac{1}{\sqrt{2}} [\chi(\mathbf{r}) + \chi(-\mathbf{r})] \quad (13.10a)$$

симметрична, а функция

$$\chi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} [\chi(\mathbf{r}) - \chi(-\mathbf{r})] \quad (13.10б)$$

антисимметрична. Замена (\mathbf{r}) на $(-\mathbf{r})$ эквивалентна замене r на r , z на $-z$ и θ на $(\pi - \theta)$. Если в рассматриваемом разложении учесть, что

$$P_l[\cos(\pi - \theta)] = (-1)^l P_l(\cos \theta), \quad (13.11)$$

то легко видеть, что в (13.10а) выпадают составляющие с нечетными l , а в (13.10б) — составляющие с четными l . Функциями $f(\theta)$, соответствующими χ_s и χ_a , являются

$$f_s(\theta) = \frac{e^2}{Mv^2} \left\{ \frac{\exp [-i\eta \ln \sin^2(\theta/2)]}{\sin^2(\theta/2)} + \frac{\exp [-i\eta \ln \cos^2(\theta/2)]}{\cos^2(\theta/2)} \right\} + \frac{i}{k} (e^{2i\zeta_0} - 1), \quad (13.12a)$$

$$f_a(\theta) = \frac{e^2}{Mv^2} \left\{ \frac{\exp[-i\eta \ln \sin^2(\theta/2)]}{\sin^2(\theta/2)} - \frac{\exp[-i\eta \ln \cos^2(\theta/2)]}{\cos^2(\theta/2)} \right\}. \quad (13.12б)$$

Функция $f_s(\theta)$ соответствует синглетному рассеянию ($S=0$), а $f_a(\theta)$ — триплетному ($S=1$). Синглетное и триплетное рассеяния некогерентны, поэтому полное дифференциальное сечение имеет вид

$$\begin{aligned} d\sigma &= \left[\frac{3}{4} |f_a(\theta)|^2 + \frac{1}{4} |f_s(\theta)|^2 \right] 2\pi \sin \theta d\theta = \\ &= F(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (13.13)$$

(последнее равенство дает определение F).

Для перехода к лабораторной системе координат надо заменить θ на $2\theta_1$, тогда получим

$$d\sigma = F(2\theta_1) 4 \cos \theta_1 2\pi \sin \theta_1 d\theta_1. \quad (13.14)$$

Из формул (13.12) — (13.14), вновь пренебрегая выражениями под знаком экспоненты в (13.12)¹⁾, получаем следующее выражение для поперечного сечения, отнесенного к единице телесного угла:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{e^4}{E_0^2} \left[\frac{1}{\sin^4 \theta_1} + \frac{1}{\cos^4 \theta_1} - \frac{1}{\sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\hbar v}{e^2} \frac{\sin \delta_0 \cos \delta_0}{\sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1} + \left(\frac{2\hbar v}{e^2} \right)^2 \sin^2 \delta_0 \right] \cos \theta_1. \end{aligned} \quad (13.15)$$

Заметим, что формула (13.15) переходит в формулу Мотта (13.4) для чисто кулоновского рассеяния, если положить $\delta_0 = 0$, т. е. если считать, что ядерное рассеяние отсутствует.

Четвертый член в скобках в формуле (13.15) представляет собой интерференцию кулоновского и ядерного рассеяний. Он дает возможность экспериментального измерения весьма малых значений δ_0 , так как угол δ_0 в него входит не квадратично, а линейно.

Линейная зависимость интерференционного члена от δ_0 позволяет также определить, являются ли ядерные силы

¹⁾ Полная формула, включающая эти члены, получена Брейтом, Такстоном и Эйзенбадом [17].

силами притяжения или отталкивания. Силы притяжения дают для δ_0 положительное значение, а силы отталкивания — отрицательное. Результаты опыта указывают, что при $l=0$ действуют силы притяжения.

Последний член в скобках в формуле (13.15) имеет точно такой же вид, как и выражение для сечения в случае рассеяния одними ядерными силами. При больших энергиях вследствие коэффициента v^2 это чисто ядерное рассеяние становится наиболее существенным.

2. ТЕОРИЯ ЭФФЕКТИВНОГО РАДИУСА ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ ПРОТОНАМИ

Как и в случае рассеяния нейтронов протонами, можно разработать теорию эффективного радиуса для рассеяния протонов протонами, видоизмененную для учета кулоновских сил. Собственно ядерное рассеяние при малых энергиях может быть описано теми же двумя параметрами: эффективным радиусом и длиной рассеяния Ферми.

Мы будем строить эту теорию точно таким же образом, как и в более простом случае, в котором имеются только короткодействующие ядерные силы. Рассматривая только S -волны ($l=0$) и соответствующие волновые уравнения для двух состояний с энергиями E_1 и E_2 и преобразуя их так же, как и при выводе формулы (10.15), мы получаем

$$\varphi_1(r)\varphi_2'(r) - \varphi_2(r)\varphi_1'(r) = (k_2^2 - k_1^2) \int_{r \ll r_0}^{\infty} (\varphi_1\varphi_2 - u_1u_2) dr, \quad (13.16)$$

где $u_{1,2}(r)$ — точные радиальные волновые функции ($\psi = u/r$) системы при энергиях E_1 и E_2 , а функции $\varphi_1(r)$ и $\varphi_2(r)$ — асимптотические выражения для u_1 и u_2 при значениях r , превышающих радиус действия ядерных сил. Функции φ не являются теперь составляющими плоской волны, они сильно искажены дальнедействующими кулоновскими силами. В случае отсутствия дальнедействующих сил два линейно независимых решения радиальных уравнений ведут себя на больших расстояниях как $\sin kr$ и $\cos kr$. Граничное условие в начале координат $u(0) = 0$ заставляет нас считать $\cos kr$ нерегулярным решением, так как оно не

удовлетворяет этому условию. При наличии кулоновских сил сам потенциал обращается в бесконечность в начале координат. Эта особенность в дифференциальном уравнении приводит к соответствующей особенности в решениях [отсюда возникает малый, но конечный нижний предел r в формуле (13.16)]. В кулоновском случае регулярное и нерегулярное решения, переходящие в $\sin kr$ и $\cos kr$ при $e^2 \rightarrow 0$, можно найти в виде рядов или с использованием свойств вырожденного гипергеометрического уравнения, частным случаем которого является волновое уравнение¹⁾. Регулярное решение можно нормировать таким образом, чтобы оно асимптотически переходило в точности в $\sin kr$ в пределе отсутствия кулоновского поля. В реальном случае оно не будет переходить при больших r в обыкновенную плоскую волну, а будет переходить в плоскую волну, содержащую мало зависящую от расстояния фазу, которая ведет себя как $\sin(kr - \eta \ln 2kr + \text{const})$ [см. формулу (13.5)], где постоянная в фазе зависит от η и обращается в нуль при $\eta \rightarrow 0$. Удобно определить длину R , боровский протонный радиус, согласно следующей формуле:

$$R = \frac{\hbar^2}{Me^2} \approx 28,8 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (13.17)$$

Относительную кинетическую энергию E и величину η можно записать, как и прежде, в следующем виде:

$$\eta = \frac{e^2}{\hbar v} = \frac{1}{2kR}, \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{M}.$$

Регулярное решение $F(r)$, нормированное так, как было описано выше, имеет при $kr \ll 1$ и $r \ll R$ следующий вид:

$$F(r) = C(\eta) kr \left(1 + \frac{1}{2} \frac{r}{R} + \dots \right), \quad (13.18)$$

где

$$C^2(\eta) = e^{-\pi\eta} |\Gamma(1+i\eta)|^2 = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \quad (13.19)$$

представляет собой обычный кулоновский коэффициент проницаемости, выражающий вероятность тесного сближения протонов, если плотность тока равняется единице на

¹⁾ Более подробный обзор теории см. в работе Джексона и Блатта [42]. Ценные таблицы приведены в статье Брейта и др. [16].

больших расстояниях. Нерегулярное решение $G(r)$ имеет особенность при $r=0$. Оно может быть записано в следующей форме, если принять нормировку и обозначения те же, что и выше:

$$G(r) = \left\{ 1 + \frac{r}{R} \left[\ln \frac{r}{R} + 2 \times 0,577 \dots - 1 + h(\eta) \right] \dots \right\} \quad (13.20)$$

(при отсутствии полей оно асимптотически переходит в $\cos kr$). Функция $h(\eta)$ определяется следующим образом:

$$h(\eta) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\eta^2}{m(m^2 + \eta^2)} - \ln \eta - 0,577 \dots \quad (13.21)$$

Она весьма слабо зависит от энергии протона, возрастая от значения 1,5 только до 2,5 при изменении кинетической энергии в лабораторной системе примерно в 5 раз (от значения несколько меньше 2 до 10 Мэв).

Определив эти функции, мы можем записать асимптотическую волновую функцию $\varphi(r)$ в таком же виде, как функцию $\psi(r)$ в случае рассеяния нейтронов протонами. В последнем случае мы имели

$$\psi_1 = \frac{\sin(k_1 r + \delta_1)}{\sin \delta_1} = \cos k_1 r + \operatorname{ctg} \delta_1 \sin k_1 r,$$

а теперь запишем

$$\varphi_1(r) = C [G(k_1 r) + \operatorname{ctg} \delta_1 F(k_1 r)]. \quad (13.22)$$

Подставляя в формулу (13.16) выражения (13.20) и (13.22), полагая $E_1 = 0$ и опуская индекс 2, получаем

$$\begin{aligned} \frac{C^2(\eta) \operatorname{ctg} \delta}{\eta} + 2h(\eta) - \left[\frac{C^2(\eta) \operatorname{ctg} \delta}{\eta} + 2(\eta) \right]_{E=0} = \\ = 2Rk^2 \int_0^{\infty} (\varphi - u_0 u) dr. \quad (13.23) \end{aligned}$$

Чтобы записать это равенство в виде, который аналогичен по записи формуле (10.16) для системы нейтрон — протон, снова введем функцию ρ

$$\frac{1}{2} \rho(E_1, E_2) = \int_0^{\infty} (\varphi_1 \varphi_2 - u_1 u_2) dr \quad (13.24)$$

и длину рассеяния Ферми a_p . Выражение в квадратных скобках в формуле (13.23) представляет собой некоторое число, которое мы запишем в следующем виде:

$$\left[\frac{C^2(\eta) \operatorname{ctg} \delta}{\eta} + 2h(\eta) \right]_{E=0} = -\frac{2R}{a_p}. \quad (13.25)$$

Заметим, что когда энергия стремится к нулю, то величина $\eta \rightarrow \infty$. Но при этом сдвиг фазы δ также стремится к нулю, так как ядерные силы не могут влиять на рассеяние при столь малых энергиях, когда кулоновский барьер не позволяет протону приблизиться на расстояния, при которых действуют ядерные силы. Поэтому выражение в скобках становится неопределенным при $\eta \rightarrow \infty$ и оно может быть представлено выражением (13.25). Величину a_p следует находить из опыта. Наконец, в случае системы протон — протон мы можем определить функцию

$$K(k) = \frac{C^2(\eta) \operatorname{ctg} \delta}{2\eta} + h(\eta) = R \left[-\frac{1}{a_p} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} k^2 \rho(0, E) \right] \approx R \left(-\frac{1}{a_p} + \frac{1}{2} k^2 r_0 \right), \quad (13.26)$$

где введена величина, соответствующая не зависящему от формы потенциала приближению

$$\rho(0, E) \approx r_0;$$

здесь r_0 — эффективный радиус рассеяния протона протоном.

Фаза δ , представляющая собой дополнительный сдвиг фазы сверх сдвига фазы, обусловленного кулоновскими силами, отнюдь не совпадает со сдвигом фазы, которую дал бы ядерный потенциал при отсутствии кулоновских сил. Иначе говоря, влиянием сингулярного кулоновского потенциала нельзя пренебречь при малых расстояниях. Представляет интерес вопрос о том, какова была бы длина рассеяния для системы протон — протон, если бы не было кулоновского поля, а ядерные силы остались теми же. Простейший метод получения ответа на этот вопрос, предложенный Блаттом и Джексоном, состоит в том, чтобы рассматривать кулоновский потенциал как возмущение, малое по сравнению с ядерными силами внутри области действия ядерных сил. Этот метод приводит к следующему прибли-

женному соотношению для эквивалентной длины рассеяния при отсутствии кулоновских сил $a_{\text{э.кв.}}$, соответствующей наблюдаемой длине рассеяния для системы протон — протон a_p ,

$$\frac{1}{a_{\text{э.кв.}}} \approx \frac{1}{a_p} + \frac{1}{R} \ln \frac{R}{r_0} - \frac{1}{3R}. \quad (13.27)$$

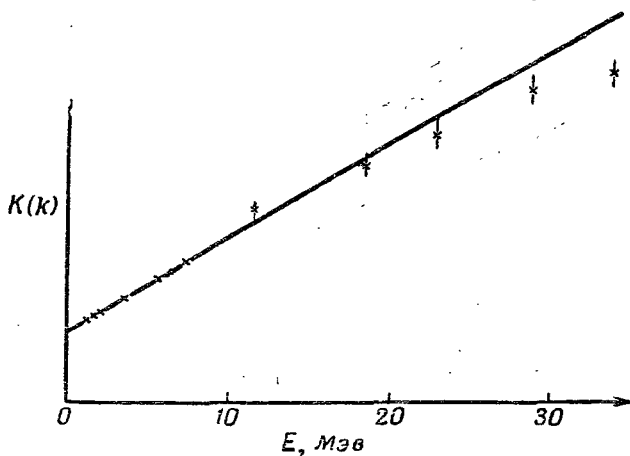
Так как наблюдаемое значение a_p велико по сравнению с радиусом действия ядерных сил, то значение $a_{\text{э.кв.}}$ весьма чувствительно к глубине ядерной потенциальной ямы. Наоборот, знание a_p с точностью до нескольких процентов приводит к ошибке в глубине ямы, равной лишь десятым долям процента. Поэтому даже весьма неточный переход от длины рассеяния системы протон — протон к эквивалентной длине при отсутствии кулоновских сил является вполне удовлетворительным. Сравнение $a_{\text{э.кв.}}$ с длиной рассеяния для системы нейтрон — протон в соответствующем 1S -состоянии является одним из наиболее прямых методов изучения соотношения между чисто ядерными силами взаимодействия протона и протона, с одной стороны, и протона и нейтрона — с другой.

3. ОПЫТЫ ПО РАССЕЯНИЮ ПРОТОНОВ ПРОТОНАМИ

Ядерное рассеяние проявляется в больших отклонениях от формулы Мотта, в особенности при сравнительно больших углах рассеяния. Измеренное поперечное сечение под углом 45° в лабораторной системе оказалось в 43 раза больше значения, которое дает формула Мотта для протонов с энергией 2,4 Мэв; это расхождение увеличивается с ростом энергии. Большие энергии использовались не только для подтверждения значения параметров рассеяния, найденных при меньших энергиях, но и также для исследования влияния парциальных волн с $l > 0$, которые начинают быть существенными, когда энергии становятся достаточными для преодоления центробежного барьера.

Были получены данные для пучков протонов в интервале энергий от 0,1 до 32 Мэв. Протоны с меньшими энергиями обыкновенно получают при помощи электростатических генераторов, причем энергия и направление пучка протонов контролируются с большой точностью. Поперечные

сечения в этой области измерялись с абсолютной точностью в несколько тысячных. Вероятно, они известны с наибольшей точностью, чем все другие ядерные поперечные сечения. При более высоких энергиях погрешности уже не так малы, особенно при использовании пучков от циклотронов. Все эти данные можно обработать при помощи формулы (13.26) и, построив прямую, наилучшим образом



Ф и г. 12. Применение теории эффективного радиуса к рассеянию протонов.

Прямая линия соответствует приближению, не зависящему от формы потенциала. Экспериментальные результаты начинают отклоняться от прямой при энергиях выше 15 Мэв.

совпадающую с экспериментальными данными, определить значения длины рассеяния a_p и эффективного радиуса r_0 . Соответствующий график изображен на фиг. 12. Из него получают следующие значения:

$$a_p = -7,68 \pm 0,05 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad r_0 = 2,65 \pm 0,07 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (13.28)$$

Из фиг. 12 видно, что при более высоких энергиях отклонение экспериментальных данных от линейного закона становится существенным. Это означает, что приближение, не зависящее от формы потенциала, перестает соответствовать действительности. Эффективный радиус $\rho(0, E)$ нельзя считать не зависящим от энергии в столь широкой

области изменения энергии. Данные не позволяют сделать каких-нибудь заключений о форме потенциала. По-видимому, они согласуются с предположением о потенциале, имеющем длинный хвост типа потенциала Юкавы.

Тот факт, что прямая на фиг. 12 пересекает ось ординат при положительном значении ординаты, т. е. что $a_p < 0$, показывает, что 1S -состояние системы протон — протон не может быть связанным. Ядро He^2 не может существовать. Принцип Паули запрещает любое 3S -состояние, которое было бы аналогом стабильного дейтрона.

Отсутствие связанного состояния делает изучение системы протон — протон более трудным, чем изучение системы нейтрон — протон, в которой свойства дейтрона помогают определить параметры рассеяния. Зато возможность деструктивной интерференции между рассеянием кулоновскими силами, которые являются силами отталкивания, и рассеянием ядерными силами позволяет произвести независимую проверку того, являются ли ядерные силы силами притяжения. В системе нейтрон — протон такой интерференции нет.

Интерференция зависит от угла рассеяния. Так как ядерные силы оказывают большое действие на S -волну и так как P -волна обращается в нуль при угле 90° в системе центра инерции, то поперечное сечение, измеренное при этом угле (45° в лабораторной системе), соответствует эффекту, свободному от какого-либо искажения, связанного с возможностью рассеяния триплетной P -волны. Из формулы (13.9) мы можем оценить энергию, соответствующую минимуму поперечного сечения, полагая амплитуду рассеяния $f(\theta_L = 45^\circ)$ равной нулю. Пренебрегая малыми мнимыми членами, получаем

$$f(\theta_L = 45^\circ) = 0 = \frac{e^2}{Mv^2} \frac{e^{-i\eta} \ln 1/2}{1/2} - \frac{e^{i\delta_0} \sin \delta_0}{k} \approx \approx \frac{2e^2}{Mv^2} - \frac{\delta_0}{k}, \quad (13.29)$$

так что ядерный сдвиг фазы при волновом числе $k_{\text{мин.}}$, соответствующем минимуму поперечного сечения, должен удовлетворять условию

$$\delta_0(k_{\text{мин.}}) \approx \frac{e^2}{\hbar v_{\text{мин.}}} = \frac{1}{137} \frac{c}{v_{\text{мин.}}} = \frac{1}{137} \frac{Mc}{2\hbar k_{\text{мин.}}}. \quad (13.30)$$

Используя общее соотношение [вытекающее из формулы (13.26) при $\eta = 1/(2kR) \rightarrow 0, R \rightarrow \infty$] $k \operatorname{ctg} \delta_0 = -1/a_p + \dots$ для адекватной оценки сдвига фазы, получаем условие

$$-a_p k_{\text{мин.}} \approx \frac{1}{137} \frac{Mc}{2\hbar k_{\text{мин.}}}, \quad (13.31)$$

которое может быть выполнено при отрицательной длине Ферми $a_p < 0$. Соотношение (13.31) можно использовать, чтобы записать энергию, соответствующую минимуму поперечного сечения, в более простой форме

$$E_{\text{мин.}} = \frac{1}{2} M v_{\text{мин.}}^2 = \frac{2\hbar^2 k_{\text{мин.}}^2}{M} \approx \frac{1}{137} \frac{\hbar/Mc}{-a_p} M c^2 \approx \frac{1}{4} M \text{эв.} \quad (13.32)$$

При этих вычислениях пренебрегалось влиянием кулоновского барьера ($R \rightarrow \infty$). Ядерная амплитуда рассеяния растет с энергией; амплитуда кулоновского рассеяния падает. Полную деструктивную интерференцию можно ожидать при несколько большем значении энергии, чем получающееся из формулы (13.32). Опыт дает весьма поразительный минимум дифференциального поперечного сечения при угле 45° в лабораторной системе. Измеряемое поперечное сечение падает в 4 раза и возрастает вновь на интервале энергии лишь в 50 кв. Минимум наблюдается при энергии 384 кв. Это позволяет определить точно сдвиг фазы δ_0 без всяких абсолютных измерений поперечного сечения. Результат совпадает с непосредственными измерениями δ_0 из абсолютных измерений поперечного сечения. Он недостаточно точен для того, чтобы можно было сделать какие-либо заключения о форме потенциала.

4. ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ СИЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМАХ НЕЙТРОН—ПРОТОН И ПРОТОН—ПРОТОН

Из экспериментальных результатов, приведенных в (13.28) и (13.27), можно найти эквивалентную длину рассеяния при отсутствии кулоновского поля. Вычисленные значения для синглетной длины рассеяния и эффективного радиуса составляют:

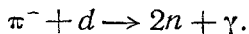
Система протон — протон; 1S -состояние
 $a_{\text{э.кв.}} = -17,2 \pm 3 \cdot 10^{-13}$ см, $r_0 = 2,65 \pm 0,07 \cdot 10^{-13}$ см.

Система нейтрон — протон; 1S -состояние
 $a_s = -24 \cdot 10^{-13}$ см, $r_{0s} = 2,5 \pm 0,25 \cdot 10^{-13}$ см.

Мы здесь вновь выписали для сравнения параметры для системы нейтрон — протон, приведенные в конце стр. 97. Различие эффективных радиусов несущественно, если учесть их большую экспериментальную неопределенность. Значения длин рассеяния существенно отличаются, но разница их на 20—25% означает, что взаимодействие в системе нейтрон — протон сильнее лишь на 2%. Такое различие может возникнуть частично из-за взаимодействия магнитных моментов. Весьма правдоподобно сделать заключение, что с хорошим приближением, хотя возможно и не совсем точно, специфические ядерные взаимодействия между протоном и нейтроном такие же, как и между двумя протонами. Пока что это можно сказать на основании опытов по рассеянию только относительно синглетных S -состояний. Мы обсудим вопрос об обобщении этой идеи зарядовой независимости ядерных сил на все состояния и любые пары нуклонов.

Существуют основывающиеся на] структуре сложных ядер доказательства того, что силы взаимодействия систем нейтрон — нейтрон и протон — протон одинаковы (за исключением кулоновских). Мы уже отмечали (см. § 2), что разности энергий зеркальных ядер могут быть полностью отнесены за счет кулоновской энергии и что это дает разумное значение для радиуса распределения заряда в ядре. Более того, если принять во внимание поправки на кулоновские энергии, то положение уровней энергии и моменты первых нескольких возбужденных состояний легких ядер для ядра A^Z и зеркального ядра A^{A-Z} совпадают. Таким образом, силы взаимодействия между нейтроном и протоном равны силам взаимодействия между протоном и протоном (из данных о рассеянии); силы взаимодействия между протоном и протоном — силам взаимодействия между нейтроном и протоном (из данных о зеркальных ядрах). Эти результаты означают, что силы взаимодействия нуклонов одинаковы по крайней мере для 1S -состояния.

Непосредственные данные о силах взаимодействия между двумя нейтронами в дополнение к данным, основанным на поведении сложных ядер, можно получить из реакции захвата мезона в дейтерии:



Наблюдение спектра γ -лучей позволяет сделать заключение о взаимодействии между двумя выходящими нейтронами и согласуется с предположением о том, что взаимодействие в синглетном состоянии системы динейтрон такое же, как в синглетном S -состоянии дейтрона (H^2) или дипротона (He^2). Все опыты, хотя они и являются довольно грубыми, согласуются с заключениями, основанными на детальном изучении рассеяния нейтронов протонами и протонов нейтронами в синглетном состоянии, и позволяют распространить их на все нуклонные пары. Более полное рассмотрение этого вопроса дается в § 16.

§ 14. НЕЦЕНТРАЛЬНЫЕ СИЛЫ

Предположение о центральном характере сил, т. е. о том, что силы зависят только от расстояний между частицами, позволяет объяснить энергию связи дейтрона и опыты по рассеянию нейтронов и протонов. Наличие у дейтрона электрического квадрупольного момента означает сигарообразное распределение заряда, что не может быть объяснено центральными силами. Необходимо ввести силы, которые зависели бы не только от расстояния между нейтроном и протоном, но и от угла между направлением спина и линией, соединяющей частицы. Потенциал таких сил должен иметь форму $S_{12}V(r)$, где

$$S_{12} = \frac{3(\sigma_1 \cdot r)(\sigma_2 \cdot r)}{r^2} - \sigma_1 \cdot \sigma_2. \quad (14.1)$$

Первый член выражает искомую зависимость от направления спина. Второй член добавлен для того, чтобы среднее значение S_{12} по всем направлениям r было равно 0. Формула (14.1) дает такую же зависимость от направлений, как взаимодействие двух диполей σ_1 и σ_2 .

Нецентральный, или тензорный, тип взаимодействия (14.1) был обоснован Вигнером [81], исходившим из весьма общих предпосылок. Он показал, что если предположить

инвариантность взаимодействия относительно смещения, вращения и инверсии системы координат, связанной с наблюдателем, а также независимость сил от скоростей частиц, то наиболее общей формой выражения взаимодействия будет

$$V_1(r) + V_2(r) \sigma_1 \cdot \sigma_2 + V_3(r) S_{12}, \quad (14.2)$$

причем потенциалы V могут зависеть от орбитального момента частиц, а также от их заряда.

Ограничение в выборе формы взаимодействия основывается на требовании инвариантности относительно вращений и инверсий (перемены знаков всех пространственных координат). Так, отдельные декартовы составляющие операторов спина σ_1 и σ_2 не инвариантны относительно вращений, но $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ инвариантно. Далее $(\sigma \cdot r)$ инвариантно относительно вращений, но не инвариантно относительно инверсий, так как составляющие вектора r меняют знак при отражении, а составляющие σ остаются неизменными (оператор σ подобно моменту количества движения $r \times p$ является псевдовектором). Поэтому в выражение потенциала взаимодействия могут входить лишь четные степени величины $(\sigma \cdot r)$, как, например, $(\sigma_1 \cdot r) \cdot (\sigma_2 \cdot r)$. Однако можно показать, что благодаря перестановочным соотношениям для операторов спина σ члены, содержащие $\sigma \cdot r$ в степени больше второй, могут быть сведены ко второй и низшим степеням при условии, если спин каждой частицы равен $1/2$. Таким образом, формула (14.2) представляет собой наиболее общее двухчастичное взаимодействие, согласующееся со сделанными выше предположениями.

Из предположений, с помощью которых выведено выражение (14.2), несомненными являются только аргументы, основанные на требовании инвариантности. Не существует априорных аргументов, позволяющих считать, что силы не зависят от скорости. Независимость сил от скорости предполагается только из соображений простоты и по аналогии с классическими потенциальными силами. Можно ожидать, что подобно силе Лоренца другие силы, зависящие от скорости, пропорциональны v/c и поэтому малы в нерелятивистском пределе. Однако неизвестно, так ли это. В самом деле, изучение тяжелых ядер (см. § 19) дает сильные аргументы в пользу того, что на нуклон, движущийся внутри тяжелого ядра, действуют нецентраль-

ные, зависящие от скорости силы. Это так называемые спин-орбитальные силы V_{LS} . Для движения нуклона в центральном поле это взаимодействие можно записать в виде

$$V_{LS}(r) \mathbf{l} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad \mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}, \quad (14.3)$$

где \mathbf{l} — орбитальный момент количества движения, а $\boldsymbol{\sigma}$ — оператор спина данного нуклона. Неизвестно, существуют ли такие силы между двумя нуклонами, но возможность их существования никак не может быть исключена, и они были постулированы для объяснения определенных свойств ядерного рассеяния (Кейс и Пайс [20]). Они приводят к эффектам, не сильно отличающимся от эффектов, связанных с тензорными силами S_{12} . Поэтому можно ограничиться введением лишь тензорных сил S_{12} ; поскольку к тому же мезонная теория ядерных сил позволяет привести некоторые теоретические аргументы скорее в пользу тензорных сил S_{12} , чем в пользу спин-орбитальных сил V_{LS} , то обычно в качестве нецентральных сил и используют тензорные силы S_{12} . Даже в тяжелых ядрах представляется возможным, что подходящие тензорные силы S_{12} дадут в среднем эффект, который выглядит как наблюдаемое сильное спин-орбитальное взаимодействие и который наиболее просто описать при помощи последнего.

1. СОСТОЯНИЯ ДЕЙТРОНА

Потенциал центральных сил типа

$$V_1(r) + V_2(r) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \quad (14.4)$$

обладает инвариантностью по отношению к вращениям пространственных и спиновых координат *в отдельности*. Так как операторы орбитального и спинового моментов \mathbf{L} и \mathbf{S} являются операторами бесконечно малого поворота соответственно в координатном и спиновом пространстве (см. Блатт и Вайскопф [12]), то эти операторы коммутируют с гамильтонианом системы, в которой потенциальная энергия имеет вид (14.4). Так как L_z и S_z коммутируют с H , то они являются интегралами движения, и их собственные значения m_L и m_S являются «истинными» квантовыми числами, или константами движения. Составляющие L_x

и L_y хотя и коммутируют с H , но не коммутируют с L_z и, следовательно, не могут одновременно с последней величиной иметь определенные собственные значения. С другой стороны, L^2 коммутирует как с L_z , так и с H и поэтому принимает одновременно с ними определенное собственное значение, равное $\hbar^2 L(L+1)$. Аналогично обстоит дело и с S^2 . Таким образом, состоянием системы, в гамильтониан которой входят только центральные силы, можно описать квантовыми числами L, S, m_L, m_S .

Если имеются нецентральные силы с потенциалом типа S_{12} , то гамильтониан инвариантен только относительно *одновременного* поворота как в координатном, так и в спиновом пространствах (вращение системы координат, связанной с наблюдателем). Так что в общем случае с гамильтонианом коммутирует не L и S отдельно, а только их сумма $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Поэтому истинными квантовыми числами являются теперь J и m_J .

Хотя в общем случае теперь нельзя ожидать, чтобы S было пригодно в качестве истинного квантового числа, однако в интересующем нас частном случае *двух частиц, каждая из которых имеет спин $1/2$* , это имеет место, так как гамильтониан симметричен относительно спинов двух частиц. Отсюда следует (см. ниже аналогичное обсуждение свойств четности), что волновая функция должна быть либо *симметричной*, либо *антисимметричной относительно спиновых координат* двух частиц. Таким образом, каждая спиновая волновая функция относится либо к синглетному, либо к триплетному состоянию, и состояние системы можно характеризовать квантовым числом S , хотя квантовое число m_S уже не существует.

Четность. Гамильтониан обладает также свойством инвариантности по отношению к инверсии, т. е. замене $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ на $-\mathbf{r}$. Поэтому пространственные волновые функции должны быть либо четными, либо нечетными по отношению к инверсии. Соответствующим состояниям обычно приписывают положительную или отрицательную *четность*. Мы докажем теперь, что четность может служить истинным квантовым числом в общем случае системы, содержащей произвольное число частиц, если гамильтониан инвариантен относительно инверсии

$$H(-\mathbf{r}_k) = H(\mathbf{r}_k), \quad (14.5)$$

где координаты \mathbf{r}_k всех частиц меняют знак одновременно. Это свойство гамильтониана соответствует тому факту, что физические результаты не могут зависеть от того, пользуется ли наблюдатель правой или левой системой координат.

Если в уравнении Шредингера

$$H(\mathbf{r}_k)\psi(\mathbf{r}_k) = E\psi(\mathbf{r}_k) \quad (14.6)$$

мы заменим \mathbf{r}_k на $-\mathbf{r}_k$, то получим

$$H(-\mathbf{r}_k)\psi(-\mathbf{r}_k) = E\psi(-\mathbf{r}_k). \quad (14.7)$$

Используя свойства симметрии гамильтониана, получаем

$$H(\mathbf{r}_k)\psi(-\mathbf{r}_k) = E\psi(-\mathbf{r}_k), \quad (14.8)$$

т. е. $\psi(-\mathbf{r}_k)$ удовлетворяет тому же дифференциальному уравнению, что и $\psi(\mathbf{r}_k)$. Не рассматривая случая вырождения, мы можем заключить, что два решения этого уравнения должны быть пропорциональны друг другу

$$\psi(-\mathbf{r}_k) = K\psi(\mathbf{r}_k), \quad (14.9)$$

где K — постоянная. Производя операцию инверсии дважды, получаем

$$\psi(\mathbf{r}_k) = K^2\psi(\mathbf{r}_k), \quad (14.10)$$

следовательно,

$$K = \pm 1. \quad (14.11)$$

Формулы (14.9) и (14.11) показывают, что четность является истинным квантовым числом, т. е. все волновые функции являются либо четными, либо нечетными относительно инверсии (они либо остаются неизменными при инверсии, либо меняют знак). Поэтому состояние дейтрона характеризуют четыре истинных квантовых числа: J , m_J , S и четность.

В § 18 мы рассмотрим понятие внутренней четности, представляющей собой распространение идеи четности на случай, когда число частиц в системе может меняться, как, например, в случае мезонов, взаимодействующих с нуклонами.

Отсутствие электрических дипольных моментов. Интересным следствием свойства четности как истинного квантового числа является то, что ядра не могут иметь

электрического дипольного момента. Согласно определению, дипольный момент

$$\mathbf{D} = \int \sum_j e_j \mathbf{r}_j |\psi(\mathbf{r}_k)|^2 d\tau_k. \quad (14.12)$$

Если в эту формулу ввести новые переменные, заменив \mathbf{r}_k на $-\mathbf{r}_k$, то первый множитель изменит знак, а второй совершенно не изменится вследствие свойств четности или нечетности волновой функции. Таким образом, $\mathbf{D} = -\mathbf{D}$; т. е. $\mathbf{D} = 0$.

Этот аргумент не исключает возможности существования электрического дипольного момента от каких-либо иных причин, кроме распределения протонов в ядре. Например, нуклоны сами по себе могли бы иметь внутренний дипольный электрический момент¹⁾. Опыт показывает, что если такой дипольный момент, скажем, у нейтрона существует, то он меньше $\sim 10^{-4}$ (eћ/Мс) (см. Парселл и Рамзей [63]).

Для системы, состоящей из двух частиц, *положительная четность* состояния соответствует суперпозиции *четных* значений орбитального момента L , а *отрицательная* — суперпозиции *нечетных* значений L . Поэтому состояния с четными и нечетными L не интерферируют. Единственно возможными собственными значениями S являются нуль и единица. Если $S = 0$, то $L = J$ и в этом случае L может служить истинным квантовым числом. Если же $S = 1$, то закон сложения моментов допускает значения L , равные $J - 1$, J и $J + 1$. Но четность состояния с $L = J$ противоположна четности состояний с $L = J + 1$ и $L = J - 1$, поэтому значения $S = 1$, $L = J$ определяют сами по себе некоторое состояние, а состояние противоположной четности определяется смесью состояний $S = 1$, $L = J + 1$ и $S = 1$, $L = J - 1$. При данном J возможны, таким образом, состояния со следующими спектроскопическими символами: 1J_J , 3J_J ,

¹⁾ Так как дипольный момент является полярным вектором, а спин—единственный вектор, характеризующий частицу,—аксиальным вектором, то частица может иметь внутренний дипольный момент только при наличии взаимодействий, неинвариантных относительно инверсии (т. е. нарушающих закон сохранения четности). Кроме того, должна нарушаться инвариантность относительно отражения времени. — *Прим. ред.*

и смесь ${}^3(J-1)_J + {}^3(J+1)_J$. В частности, малым J соответствуют следующие состояния:

$$\begin{aligned} J=0 & \quad {}^1S_0 \quad {}^3P_0, \\ J=1 & \quad {}^1P_1 \quad {}^3P_1 \quad {}^3S_1 + {}^3D_1, \\ J=2 & \quad {}^1D_2 \quad {}^3D_2 \quad {}^3P_2 + {}^3F_2. \end{aligned}$$

Для основного состояния дейтрона, согласно измерениям, $J=1$; первоначально это состояние принималось за состояние 3S_1 . Если учесть нецентральный характер взаимодействия, то основное состояние следует считать состоянием ${}^3S_1 + {}^3D_1$.

Величина и радиус тензорных сил. Волновую функцию основного состояния дейтрона при наличии тензорных сил можно записать в следующем виде:

$$\psi = \psi_S + \psi_D = \frac{u(r)}{r} \chi_S + \frac{w(r)}{r} \chi_D, \quad (14.13)$$

где $\chi_{S,D}$ — функции спиновых переменных нейтрона и протона и углов, описывающих ориентацию относительного радиус-вектора $\mathbf{r} = \mathbf{r}_n - \mathbf{r}_p$ (вектора, соединяющего нейтрон с протоном). Функция χ_S , соответствующая S -волне, не зависит от углов и симметрична относительно спинов нейтрона и протона. Функция χ_D , соответствующая D -волне, имеет весьма сложную зависимость от углов, содержащую функцию Y_2^m . Функции $\chi_{D,S}$ выбираются так, чтобы они представляли собой собственные функции оператора полного момента $J = S + L$. Мы рассмотрим подробно лишь радиальные множители. Радиальные функции нормированы следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty u^2(r) dr + \int_0^\infty w^2(r) dr &= 1; \\ \rho_S &= \int_0^\infty u^2 dr; \quad \rho_D = \int_0^\infty w^2 dr, \end{aligned} \quad (14.14)$$

где ρ_S и ρ_D представляют собой вероятности того, что система находится в 3S_1 - и 3D_1 - состояниях соответственно.

Уравнение Шредингера содержит потенциал (14.2).

Оператор тензорных сил S_{12} действует на спин-угловые функции следующим образом:

$$\begin{aligned} S_{12}\chi_S &= C_S\chi_S, \\ S_{12}\chi_D &= C_{SD}\chi_S + C_D\chi_D, \end{aligned} \quad (14.15)$$

где C — числа. Уравнение Шредингера для основного состояния сводится к паре связанных обыкновенных дифференциальных уравнений для радиальных функций u и w . Даже если предположить, что потенциалы $V_{1, 2, 3}(r)$ представляют собой прямоугольные ямы, то уравнения должны решаться численно. Основной общий результат ряда численных расчетов сводится к тому, что радиус и глубина потенциала ядерных сил имеют тот же порядок величины, что и для обычных сил. Главным свойством дейтрона, требующим учета тензорных сил, является квадрупольный момент. Учет тензорных сил при этом не меняет других известных свойств системы нейтрон — протон при малых энергиях.

Вместо того чтобы приводить здесь эти сложные и в некоторой степени неубедительные численные расчеты, мы изложим приближенную теорию, основанную на теории эффективного радиуса рассеяния, которая уже ранее рассматривалась. Это изложение не предполагает какой-либо частной формы потенциала тензорных сил $V_3(r)$.

Вне области действия ядерных сил S -волна основного состояния дейтрона должна иметь вид

$$u(r) = N_S e^{-\gamma r}; \quad (14.16)$$

в первом приближении вероятность $p_S \approx 1$, что дает (мы пренебрегаем вкладом от внутренней части волновой функции)

$$\int_0^{\infty} u^2 dr = 1 = \frac{N_S^2}{2\gamma}. \quad (14.17)$$

D -волна заполняет область внутри центробежного барьера $\hbar^2 l(l+1)/Mr^2$ даже на расстояниях вне радиуса действия сил; это требует, чтобы на расстояниях, лежащих вне радиуса потенциалов $V_{1, 2, 3}$, она выражалась следующим образом:

$$w(r) = N_D e^{-\gamma r} \left(1 + \frac{3}{r\gamma} + \frac{3}{r^2\gamma^2} \right). \quad (14.18)$$

Внутри области действия сил высокий отталкивательный центробежный потенциал приведет к тому, что волновая функция D -состояния будет быстро стремиться к нулю при $r \rightarrow 0$, приблизительно пропорционально r^3 при малых r . (Связь между двумя дифференциальными уравнениями для ψ_S и ψ_D в действительности вызовет отклонение от обычного степенного закона поведения ψ_D при малых r , но эти эффекты невелики.) Функция ω должна иметь весьма резкий максимум вблизи «радиуса тензорных сил» R_T , так как при расстояниях, больших «радиуса» дейтрона $1/\gamma$, функция $\omega \sim e^{-\gamma r/r^2}$.

Интеграл от ω^2 , взятый в пределах от R_T до ∞ , равен

$$\int_{R_T}^{\infty} \omega^2 dr \approx \int_{R_T}^{\infty} \frac{9N_D^2}{(r\gamma)^4} dr = \frac{3N_D^2}{R_T^3 \gamma^4}. \quad (14.19)$$

Чтобы очень грубо учесть вклад области $r < R_T$, можно удвоить эту величину и, таким образом, выразить важную физическую величину ρ_D через нормировочный интеграл внешней части $\omega(r)$

$$\rho_D \approx 2 \int_{R_T}^{\infty} \omega^2 dr \approx \frac{6N_D^2}{R_T^3 \gamma^4}. \quad (14.20)$$

Нормировку внешней части функции ω можно довольно хорошо получить из величины квадрупольного момента Q . Оператор квадрупольного момента дейтрона определяется следующим образом (см. § 8):

$$Q = \frac{1}{4} (3z^2 - r^2) = \frac{1}{4} (3 \cos^2 \theta - 1) r^2,$$

где коэффициент $1/4$ возникает благодаря тому, что распределение плотности заряда обуславливается только протоном, который всегда находится на расстоянии $r/2$ от центра тяжести. Среднее значение Q имеет вид

$$(\psi, Q\psi) = (\psi_S, Q\psi_S) + (\psi_D, Q\psi_D) + 2(\psi_S, Q\psi_D), \quad (14.21)$$

в котором часть, связанная с S -состоянием, очевидно, пропадает ввиду его сферической симметрии. Так как $\rho_S/\rho_D \gg 1$, то членом, связанным только с D -состоянием, можно пренебречь и учитывать лишь перекрестный член. Перекрестный член отличен от нуля только благодаря

перекрыванию спин-угловых функций χ_S, χ_D . Результат интегрирования, проведенного при помощи правильных выражений для функции χ , дает

$$Q = \frac{1}{\sqrt{50}} \int_0^{\infty} r^2 u(r) \omega(r) dr, \quad (14.22)$$

где необычное значение коэффициента появляется из суммирования по спинам и интегрирования по углам. Так как весовой множитель r^2 увеличивает роль волновой функции внешней области и так как при $r \rightarrow 0$ функция $\omega(r)$ быстро стремится к нулю, то хорошую оценку интеграла можно получить, используя асимптотические выражения для $u(r)$ и $\omega(r)$ [см. формулы (14.16) и (14.18)]. Таким образом, получим

$$Q = \frac{NSN_D}{\sqrt{8}\gamma^3}. \quad (14.23)$$

Теперь можно оценить вероятность D -состояния, связав его прямо с измеренным значением Q и предполагаемым значением радиуса тензорных сил R_T . Комбинируя формулы (14.23), (14.20) и (14.17), получаем

$$p_D \approx \frac{24Q^2\gamma}{R_T^3}. \quad (14.24)$$

о соотношении показывает, что при очень малом радиусе тензорных сил основное состояние стало бы главным образом D -состоянием. Но в этом случае приближение, в котором пренебрегается членом $(\psi_D, Q\psi_D)$ в формуле (14.21), было бы неправильным и главная часть квадрупольного момента должна была бы быть связана не с интерференцией между S - и D -состояниями, а только с D -состоянием. Однако в этом случае квадрупольный момент будет отрицательным. Физически ясно, что вследствие быстрого вращения дейтрон должен был бы стать дискообразным, а не сигарообразным, как того требует положительность квадрупольного момента. Поэтому значение R_T нельзя выбирать слишком малым. Очевидно, что эти данные не требуют, чтобы D -состояние давало слишком большой или слишком малый вклад. Экспериментально определенное значение

$$Q = +2,73 (e \times 10^{-27} \text{ см}^2); \quad (14.25)$$

это означает, что $(Q\gamma^2) \sim 1\%$. Грубое измерение ρ_D можно получить из магнитного момента дейтрона, как это описано ниже. Даже это неточное значение ρ_D приводит к довольно хорошей оценке R_T благодаря тому, что в формулу (14.24) входит куб величины R_T . При довольно широких изменениях ρ_D радиус R_T должен иметь значение около $3 \cdot 10^{-13}$ см, что даже больше радиуса центральных сил.

Определение вероятности D-состояния из магнитного момента дейтрона. Как отмечалось в § 8, небольшое отличие измеренного значения магнитного момента дейтрона от суммы магнитных моментов нейтрона и протона можно приписать орбитальным токам D-волны протона в основном состоянии дейтрона. Это приводит к простой оценке вероятности D-состояния ρ_D .

Оператор магнитного момента дейтрона имеет следующий вид:

$$\mu = \mu_p \sigma_p + \mu_n \sigma_n + L_p, \quad (14.26)$$

где μ_p и μ_n — магнитные моменты двух нуклонов, σ_n и σ_p — соответственно их операторы спина и $L_p = \mathbf{r}_p \times m\mathbf{v}$ — орбитальный момент количества движения протона (все величины измеряются в единицах ядерных магнетонов $e\hbar/2Mc$). Орбитальное движение лишнего заряда нейтрона не может само по себе давать магнитного момента. Далее можно записать $L_p = L/2$ и исключить величины σ , используя равенство $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \frac{1}{2}(\sigma_n + \sigma_p)$. Выразив μ через $\sigma_n + \sigma_p$ и $\sigma_n - \sigma_p$ и заметив, что $\sigma_n - \sigma_p$ обращается в нуль в триплетном состоянии, мы получим

$$\mu = (\mu_n + \mu_p) \mathbf{J} - \left(\mu_n + \mu_p - \frac{1}{2} \right) \mathbf{L}. \quad (14.27)$$

Среднее значение μ определяется, как обычно, следующим образом: $\langle \mu \rangle = (\mu \cdot \mathbf{J} / J^2) \mathbf{J}$. Отсюда получаем при $J(J+1) = S(S+1) = 2$

$$\langle \mu \rangle_z = \mu_n + \mu_p - 0 \times \rho_S - \frac{3}{2} \left(\mu_n + \mu_p - \frac{1}{2} \right) \rho_D. \quad (14.28)$$

Численный результат был уже приведен выше. Принимая эту теорию буквально, мы получаем $\rho_D = 4\%$. Но имеется много причин сомневаться в том, что в дейтроне с такой точностью имеет место простая аддитивность магнитных

моментов свободных нуклонов. Можно ожидать, что в действительности ρ_D лежит в пределах, скажем, между 2 и 8%. Даже из этих оценок следует, что тензорные силы имеют радиус приблизительно $2-3 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. их значение весьма близко к радиусу действия обычных сил или даже несколько больше.

Приближения, на которых основывалось данное рассмотрение, не очень точны, но результаты являются по крайней мере полуколичественными. Полный анализ этого сложного вопроса требует как создания лучшей теории нуклонов, так и большего объема вычислений на высокоскоростных вычислительных машинах.

2. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ

Нецентральные силы в принципе сильно нарушают возможность рассматривать рассеяние при помощи метода парциальных волн. Разделение различных парциальных волн не является теперь полным, так как орбитальный момент количества движения не сохраняется. Даже при малых энергиях тензорные силы несколько смешивают 3D -волну с S -волной падающего пучка. Но этот эффект незначителен, так как при малых энергиях интенсивность D -волны ничтожна вблизи рассеивающего центра. Оказывается, что коэффициент при $P_2(\theta)$ в угловом распределении рассеяния нейтронов протонами составляет всего только 1% даже при 10 Мэв. Этот эффект трудно отделить от малых эффектов, связанных при этой энергии с P -волной, и он еще не наблюдался. Триплетные параметры a_t и r_{0t} мало меняются от наличия тензорных сил, в особенности если потенциалы $V_{1,2,3}$ имеют сходную форму.

3. ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ И ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ

Наличие 3D -волны в начальном состоянии дейтрона приводит к изменению дипольного электрического фоторасщепления, позволяя осуществляться переходам ${}^3D_1 \rightarrow \rightarrow {}^3P_{0,1,2}$, которые приводят к появлению ненаблюдаемого малого изотропного члена в выражении для поперечного сечения. Полное поперечное сечение становится на 1—2% меньше.

Фотоманнитное поперечное сечение при малых энергиях меняется сильнее благодаря тому, что оно само по себе мало, за исключением области очень малых энергий. Благодаря переходам ${}^3D_1 \rightarrow {}^1D_2$ возникает анизотропный член, пропорциональный $\cos^2\theta$. Он слишком мал для наблюдения.

Радиационный захват, представляющий собой магнитный дипольный переход при очень малых энергиях вблизи самого порога, немного уменьшается вследствие вызванного тензорными силами интерференционного члена между конечными 1D - и 1S -состояниями. Неопределенность обменных мезонных токов полностью маскирует этот эффект (см. Остерн [3]).

В общем тензорные силы очень слабо влияют на процессы при низких энергиях, за исключением вопроса о квадрупольном моменте дейтрона, для решения которого они существенны. Тензорные силы становятся определяющими при таких энергиях, когда основную роль играет не только S -состояние, но и другие состояния.

§ 15. НАСЫЩЕНИЕ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Энергия связи ядер и их объем пропорциональны массовому числу A . Это не могло бы иметь места, если бы характер сил был таков, что каждая пара частиц в ядре находилась в одинаковом взаимодействии. Действительно, так как число пар частиц равно $A(A-1)/2$, то энергия связи должна была быть по крайней мере пропорциональна $A(A-1)/2$ или даже сильнее зависеть от A благодаря более тесному расположению частиц, вызванному большим взаимным притяжением. В действительности же энергия связи ядер ведет себя скорее подобно внутренней энергии макроскопического тела, в котором удвоенная масса обладает вдвое большими энергией и объемом.

Для объяснения этого явления «насыщения ядерных сил», сводящегося к тому, что одна частица может взаимодействовать лишь с ограниченным числом других частиц, делались различные гипотезы. Можно показать, что ряд предположений о природе сил невозможно принять.

К числу этих неприемлемых предположений относятся и некоторые из рассмотренных ранее в этой книге, напри-

мер предположение об обыкновенных потенциальных функциях, соответствующих притяжению на всех расстояниях и не зависящих от момента количества движения, поскольку легко показать, что такие потенциалы не приводят к насыщению. Это заключение остается справедливым даже при учете кулоновского отталкивания протонов. Доказательство можно провести при помощи вариационного метода. Этот метод основывается на вариационной теореме Шредингера, устанавливающей, что величина

$$\Omega = \frac{\int \psi H \psi d\tau}{\int \psi^2 d\tau} \quad (15.1)$$

имеет минимальное значение, если ψ представляет собой точную собственную функцию оператора H , отвечающую его минимальному собственному значению E_0 , и что минимальное значение Ω равно E_0 . Таким образом, если при данном H в качестве ψ выбрать произвольную функцию и подставить ее в выражение для Ω , то Ω должна оказаться больше (т. е. меньше по абсолютной величине) энергии ядра. Простейшими волновыми функциями ψ являются плоские волны в ограниченном пространстве («ящике»). Если подобрать размеры ящика так, чтобы сделать Ω возможно меньшим, то они оказываются равными приблизительно радиусу действия ядерных сил, т. е. слишком малыми. Кроме того, это приводит к тому, что потенциальная энергия пропорциональна A^2 , а кинетическая энергия — $A^{5/3}$. При этом соотношение коэффициентов пропорциональности таково, что потенциальная энергия превалирует при $A > 50$; при $A = 238$ энергия связи уже больше, чем энергетический эквивалент 238 а.е.м. Это показывает, что обыкновенные потенциалы явно непригодны и этот факт не зависит от формы потенциальной функции (прямоугольная яма, экспонента, гауссова кривая и т. д.).

Как показал Волков [77], тензорные силы не приводят к насыщению независимо от их знака.

Очевидно, что необходимо ввести такое взаимодействие, которое препятствовало бы частицам слишком сближаться. Наблюдавшаяся часть сил, которая была описана до сих пор, связывает частицы. Для объяснения насыщения были

Фотомагнитное поперечное сечение при малых энергиях меняется сильнее благодаря тому, что оно само по себе мало, за исключением области очень малых энергий. Благодаря переходам ${}^3D_1 \rightarrow {}^1D_2$ возникает анизотропный член, пропорциональный $\cos^2\theta$. Он слишком мал для наблюдения.

Радиационный захват, представляющий собой магнитный дипольный переход при очень малых энергиях вблизи самого порога, немного уменьшается вследствие вызванного тензорными силами интерференционного члена между конечными 1D - и 1S -состояниями. Неопределенность обменных мезонных токов полностью маскирует этот эффект (см. Остерн [3]).

В общем тензорные силы очень слабо влияют на процессы при низких энергиях, за исключением вопроса о квадрупольном моменте дейтрона, для решения которого они существенны. Тензорные силы становятся определяющими при таких энергиях, когда основную роль играет не только S -состояние, но и другие состояния.

§ 15. НАСЫЩЕНИЕ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Энергия связи ядер и их объем пропорциональны массовому числу A . Это не могло бы иметь места, если бы характер сил был таков, что каждая пара частиц в ядре находилась в одинаковом взаимодействии. Действительно, так как число пар частиц равно $A(A-1)/2$, то энергия связи должна была быть по крайней мере пропорциональна $A(A-1)/2$ или даже сильнее зависеть от A благодаря более тесному расположению частиц, вызванному большим взаимным притяжением. В действительности же энергия связи ядер ведет себя скорее подобно внутренней энергии макроскопического тела, в котором удвоенная масса обладает вдвое большими энергией и объемом.

Для объяснения этого явления «насыщения ядерных сил», сводящегося к тому, что одна частица может взаимодействовать лишь с ограниченным числом других частиц, делались различные гипотезы. Можно показать, что ряд предположений о природе сил невозможно принять.

К числу этих неприемлемых предположений относятся и некоторые из рассмотренных ранее в этой книге, напри-

мер предположение об обыкновенных потенциальных функциях, соответствующих притяжению на всех расстояниях и не зависящих от момента количества движения, поскольку легко показать, что такие потенциалы не приводят к насыщению. Это заключение остается справедливым даже при учете кулоновского отталкивания протонов. Доказательство можно провести при помощи вариационного метода. Этот метод основывается на вариационной теореме Шредингера, устанавливающей, что величина

$$\Omega = \frac{\int \psi H \psi d\tau}{\int \psi^2 d\tau} \quad (15.1)$$

имеет минимальное значение, если ψ представляет собой точную собственную функцию оператора H , отвечающую его минимальному собственному значению E_0 , и что минимальное значение Ω равно E_0 . Таким образом, если при данном H в качестве ψ выбрать произвольную функцию и подставить ее в выражение для Ω , то Ω должна оказаться больше (т. е. меньше по абсолютной величине) энергии ядра. Простейшими волновыми функциями ψ являются плоские волны в ограниченном пространстве («ящике»). Если подобрать размеры ящика так, чтобы сделать Ω возможно меньшим, то они оказываются равными приблизительно радиусу действия ядерных сил, т. е. слишком малыми. Кроме того, это приводит к тому, что потенциальная энергия пропорциональна A^2 , а кинетическая энергия — $A^{5/3}$. При этом соотношение коэффициентов пропорциональности таково, что потенциальная энергия превалирует при $A > 50$; при $A = 238$ энергия связи уже больше, чем энергетический эквивалент 238 а.е.м. Это показывает, что обыкновенные потенциалы явно непригодны и этот факт не зависит от формы потенциальной функции (прямоугольная яма, экспонента, гауссова кривая и т. д.).

Как показал Волков [77], тензорные силы не приводят к насыщению независимо от их знака.

Очевидно, что необходимо ввести такое взаимодействие, которое препятствовало бы частицам слишком сближаться. Наблюдавшаяся часть сил, которая была описана до сих пор, связывает частицы. Для объяснения насыщения были

сделаны три предположения, не являющиеся пока что полностью удовлетворительными.

1. Потенциал, приводящий к отталкиванию на малых расстояниях. Имеются некоторые данные о том, что мезонная теория сил приводит к такому потенциалу; этому предположению не противоречат и результаты опытов по рассеянию при высоких энергиях. В какой степени такой потенциал может давать насыщение, не приводя к противоречию с данными при малых энергиях, пока что неизвестно.

2. Предлагалась нелинейная теория. Она означает, что силы между двумя нуклонами зависят от числа нуклонов, окружающих взаимодействующую пару. Такие многочастичные силы не могут быть получены при помощи какой-либо феноменологической теории взаимодействия двух нуклонов. Вопрос об этих силах остается открытым.

3. Обменные силы. Известно, что такие силы существуют (см. ниже).

1. ОБМЕННЫЕ СИЛЫ

Для объяснения насыщения ядерных сил Гейзенберг предположил в своей первой статье, посвященной ядерным силам, что эти силы являются «обменными силами», подобными силам химической связи в обыкновенных молекулах. Не вникая в природу таких сил, запишем возможные типы обменных взаимодействий, которые могут существовать между двумя частицами, и исследуем при их помощи свойства дейтрона и вопрос о насыщении энергии связи.

При обыкновенных (необменных) центральных силах уравнение Шредингера для двух частиц в системе координат центра инерции имеет, согласно Вигнеру, вид

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \nabla^2 + E \right) \psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \sigma_1, \sigma_2) = \\ = V(r) \psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \sigma_1, \sigma_2) \quad (\text{Вигнер}) \quad (15.2)$$

В ядерной физике такие силы называют силами типа Вигнера. Это взаимодействие не приводит к какому-либо обмену координат двух частиц. Другим типом взаимодействия является такое взаимодействие, которое выражается в уравнении Шредингера не только в форме умножения ψ на $V(r)$, но и в перестановке местами про-

странственных координат частиц:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\hbar^2}{M} \nabla^2 + E \right) \psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \sigma_1, \sigma_2) = \\ & = V(r) \psi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \sigma_1, \sigma_2) \quad (\text{Майорана}). \end{aligned} \quad (15.3)$$

Такие силы называют силами типа Майорана. Можно себе представить еще два возможных типа сил: 1) силы типа Бартлетта, которые меняют спиновые координаты, и 2) силы типа Гейзенберга, соответствующие обмену как пространственных, так и спиновых координат. Уравнение Шредингера в этих случаях имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\hbar^2}{M} \nabla^2 + E \right) \psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \sigma_1, \sigma_2) = \\ & = V(r) \psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \sigma_2, \sigma_1) \quad (\text{Бартлетт}) \end{aligned} \quad (15.4)$$

и

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\hbar^2}{M} \nabla^2 + E \right) \psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \sigma_1, \sigma_2) = \\ & = V(r) \psi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \sigma_2, \sigma_1) \quad (\text{Гейзенберг}). \end{aligned} \quad (15.5)$$

Эффекты, вызываемые обменными силами. Обменные силы, координатная часть потенциала которых имеет вид $V(r)$, являются центральными силами и потому не приводят к состояниям, являющимся суперпозицией состояний с различными значениями l . Однако если заменить $V(r)$ в уравнениях (15.2) — (15.5) потенциальной функцией тензорного типа (14.2), то такая суперпозиция становится возможной и позволяет, как и прежде, объяснить существование квадрупольного момента дейтрона.

Силы типа Майорана. Взаимодействие типа Майорана заменяет аргумент \mathbf{r} волновой функции ψ на $-\mathbf{r}$. Используя хорошо известные свойства волновой функции по отношению к такой инверсии, можно переписать уравнение Шредингера (15.3) в следующем виде:

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \nabla^2 + E \right) \psi(\mathbf{r}) = (-1)^l V(r) \psi(\mathbf{r}). \quad (15.6)$$

Это эквивалентно наличию обыкновенного потенциала, который меняет знак в зависимости от положительной или отрицательной четности l и не зависит от спина.

Силы типа Бартлетта. Для системы, состоящей из двух частиц, спиновая волновая функция является симметричной относительно спиновых координат частиц, если полный спин $S=1$, и антисимметричной, если $S=0$. Поэтому уравнение Шредингера (15.4) в случае сил типа Бартлетта можно записать в виде

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \nabla^2 + E \right) \psi(\mathbf{r}) = (-1)^{S+1} V(r) \psi(\mathbf{r}). \quad (15.7)$$

Оно эквивалентно уравнению с обычным потенциалом, с различными знаками при $S=0$ и $S=1$. Поскольку из данных по рассеянию нейтронов протонами мы знаем, что в 3S - и в 1S -состояниях действуют силы притяжения, то ядерные силы не могут быть полностью силами типа Бартлетта.

Силы типа Гейзенберга. Комбинируя результаты, относящиеся к силам типа Майорана и Бартлетта, можно записать уравнение Шредингера (15.5) для сил типа Гейзенберга в следующей форме:

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \nabla^2 + E \right) \psi(\mathbf{r}) = (-1)^{l+S+1} V(r) \psi(\mathbf{r}). \quad (15.8)$$

Оно эквивалентно уравнению с обыкновенным потенциалом, меняющим знак в зависимости от того, четно или нечетно $l+S$. Например, эффективные потенциалы таковы:

Состояние	3S	1S	3P	1P ,	(15.9)
Потенциал	$+V(r)$	$-V(r)$	$-V(r)$	$+V(r)$.	

Различие знаков потенциалов для 3S - и 1S - состояний, как и в случае сил типа Бартлетта, показывает, что ядерные силы не могут быть полностью силами типа Гейзенберга. Если предположить, что взаимодействие является, грубо говоря, на 25% взаимодействием типа Гейзенберга или Бартлетта и на 75% взаимодействием типа Вигнера или Майорана, то можно объяснить разное взаимодействие нейтрона с протоном в 3S - и 1S - состояниях.

Обменные силы и насыщение. Спин-обменные силы типа Бартлетта не приводят к насыщению энергии связи, отнесенной к одной частице. Если бы ядерные силы были силами типа Бартлетта, то существовали бы тяжелые ядра, в которых спины всех частиц имели бы одинаковое направление, а число взаимодействующих пар частиц было

бы равно $A(A-1)/2$, что означает энергию связи, пропорциональную по крайней мере A^2 .

Силы же типа Майорана или Гейзенберга благодаря зависимости знака потенциала от l приводят к насыщению. Предположим, например, что ядерные силы являются силами типа Майорана. (Мы уже знаем, что взаимодействующие типа Гейзенберга составляет не более 25% суммарного взаимодействия.) Насыщение не должно проявляться у ядер до He^4 , потому что пространственная волновая функция He^4 может быть симметричной по отношению ко всем четырем частицам без нарушения принципа Паули. При этом лишь требуется, чтобы спины двух нейтронов были антипараллельны между собой (волновая функция антисимметрична относительно спиновых координат двух нейтронов); то же самое требуется и для двух протонов. Таким образом, введение сил типа Майорана оставляет в силе гипотезу Вигнера о малом радиусе действия сил, основанную на энергиях связи He^4 и более легких ядер.

В следующем ядре, He^5 или Li^5 , принцип Паули уже не может удовлетворяться за счет только спиновой волновой функции. Поэтому волновая функция пространственных координат должна иметь по крайней мере один узел. Другими словами, только четыре частицы могут одновременно находиться в s -состоянии; пятая частица находится в p -состоянии и поэтому отталкивается остальными. Таким образом, He^5 и Li^5 должны быть неустойчивыми, что и оправдывается на опыте. Это является первым признаком насыщения.

Для исследования насыщения в тяжелых ядрах можно применить тот же вариационный метод, при помощи которого в начале этого параграфа было показано, что обыкновенные силы *не* дают насыщения. Эти вычисления в случае сил типа Майорана *не* приводят к ненасыщению. Однако вариационным методом нельзя доказать, что силы типа Майорана *приводят* к насыщению, так как этим методом можно получить лишь значение энергии, превышающее истинную энергию связи. Вигнер [53] дал дополнительные аргументы в пользу того, что явление насыщения получается при пространственно-обменных силах типа Майорана. Пространственно-обменная часть сил типа Гейзенберга также вызывает насыщение.

2. СПИН И ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН

Часто удобно записывать действие обменных сил несколько иным образом. Так как для двух частиц

$$\begin{aligned} \sigma_1 \cdot \sigma_2 &= +1 & \text{при } S = 1, \\ \sigma_1 \cdot \sigma_2 &= -3 & \text{при } S = 0, \end{aligned} \quad (15.10)$$

то потенциал сил типа Бартлетта для двух частиц можно записать в следующем виде:

$$\frac{1}{2} V(r) (1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2) = \begin{cases} +V(r) & \text{при } S = 1, \\ -V(r) & \text{при } S = 0. \end{cases} \quad (15.11)$$

Таким же образом можно записать оператор перестановки спиновых координат в случае сил типа Гейзенберга.

Чтобы иметь возможность аналогичным образом изображать операторы перестановки пространственных координат частиц, введем понятие зарядовой координаты частицы, т. е. будем считать нейтрон и протон двумя различными собственными состояниями одной частицы, называемой *нуклоном*. Мы будем обозначать зарядовую координату символом τ и дадим следующее определение:

$$\begin{aligned} M_\tau &\equiv \frac{1}{2} & \text{для протона,} \\ M_\tau &\equiv -\frac{1}{2} & \text{для нейтрона,} \\ T &\equiv \frac{1}{2} & \text{для обеих частиц.} \end{aligned} \quad (15.12)$$

Число $\pm 1/2$ употребляется для аналогии с обычными спиновыми координатами. Мы определим также зарядовые волновые функции:

$$\text{Зарядовая волновая функция} = \begin{cases} \gamma & \text{для протона,} \\ \delta & \text{для нейтрона} \end{cases} \quad (15.13)$$

аналогично спиновым функциям α и β .

Для согласованности с обычной теорией нуклоны должны подчиняться статистике Ферми (это станет очевидным из дальнейшего). Таким образом, волновая функция двух или

большого числа частиц (включая зарядовую функцию)

$$\psi = \psi_{\text{простр.}}(\mathbf{r}) \psi_{\text{спин.}}(\sigma) \psi_{\text{заряд.}}(\tau) \quad (15.14)$$

должна быть антисимметричной по отношению к перестановке *всех* координат двух нуклонов. Поэтому нам понадобятся симметричные и антисимметричные зарядовые функции двух частиц. Все четыре такие функции даны в табл. 7.

Таблица 7

Зарядовые функции системы двух частиц

Состояние	Функция	Образующая система	Симметрия функции	Заряд
I	$\gamma(1)\gamma(2)$	He ²	Симметричная	2e
II	$\delta(1)\delta(2)$	n ²	»	0
III	$(1/\sqrt{2})[\gamma(1)\delta(2)+\gamma(2)\delta(1)]$	H ²	»	e
IV	$(1/\sqrt{2})[\gamma(1)\delta(2)-\gamma(2)\delta(1)]$	H ²	Антисимметричная	e

Опять по аналогии со спиновыми функциями можно ввести два квантовых числа: T , описывающее характер симметрии зарядовой функции, и M_τ , описывающее суммарный заряд. Эти величины имеют значения, приведенные в табл. 8.

Таблица 8

Квантовые числа зарядовых состояний

Состояние	T	M_τ
I	1	1
II	1	-1
III	1	0
IV	0	0

По аналогии со спином значение $T=1$ в случае симметричной функции и $T=0$ в случае антисимметричной

функции. Квантовое число M_τ является суммой значений M_τ двух нуклонов.

В литературе принято называть τ «изотопическим спином», T — «суммарным изотопическим спином», M_τ можно назвать «составляющей τ в направлении положительного заряда». Величина T аналогична полному спину S , а M_τ — спину S_z . При данном T величина M_τ может принимать значения $T, T-1, \dots, -T$.

Из табл. 7 видно, что зарядовая волновая функция системы, состоящей из двух протонов или двух нейтронов, симметрична. Так как мы приняли, что нуклоны подчиняются статистике Ферми, то остальная часть волновой функции (15.14) должна быть антисимметричной; это означает, что протоны и нейтроны подчиняются статистике Ферми без включения зарядовой координаты. В системе, состоящей из протона и нейтрона, зарядовая функция может быть как симметричной, так и антисимметричной; это же относится и к остальной части волновой функции. Таким образом, трактовка протона и нейтрона как двух состояний одной и той же частицы не приводит к дополнительным ограничениям по сравнению с обычной теорией.

Удобно также ввести по аналогии с оператором спина σ оператор τ , определяемый по его действию на «зарядовую координату» M_τ^{-1}). По аналогии со спином собственные значения квадрата модуля этого оператора равны

$$|\tau|^2 = 4T(T+1). \quad (15.15)$$

Опять-таки, как в случае спина, в системе, состоящей из двух нуклонов,

$$\begin{aligned} \tau_1 \cdot \tau_2 &= +1 & \text{при } T=1, \\ \tau_1 \cdot \tau_2 &= -3 & \text{при } T=0. \end{aligned} \quad (15.16)$$

Взаимодействие типа Гейзенберга можно записать теперь [включая в $V(r)$ множитель -1] в виде

$$\frac{1}{2} V(r) (1 + \tau_1 \cdot \tau_2). \quad (15.17)$$

¹) Оператор, собственными значениями которого являются $M_{\tau_1} = \pm 1/2$, записывается как $1/2 \tau_{z_1}$.

Чтобы доказать это, заметим, что действие оператора (15.17) меняет или не меняет знака волновой функции (15.14) в зависимости от того, симметрична или антисимметрична ее зарядовая часть, т. е. в зависимости от того, симметрична или антисимметрична остальная часть волновой функции, что как раз и требуется, согласно формулам (15.8) и (15.9).

Все рассмотренные до сих пор типы взаимодействий двух частиц можно представить при помощи операторов различных типов, приведенных в табл. 9 и умноженных на некоторую функцию $V(r)$.

Таблица 9

Типы взаимодействий

Взаимодействия*	Операторы
Обыкновенное (Вигнер)	1
Спин-обменное (Бартлетт)	$\sigma_1 \cdot \sigma_2$
Пространственно- и спин-обменное (Гейзенберг)	$\tau_1 \cdot \tau_2$
Пространственно-обменное (Май- орана)	$(\sigma_1 \cdot \sigma_2) (\tau_1 \cdot \tau_2)$
Тензорное	$(\sigma_1 \cdot r) (\sigma_2 \cdot r)$
Тензорное, обменное	$(\sigma_1 \cdot r) (\sigma_2 \cdot r) (\tau_1 \cdot \tau_2)$

* В скобках приведены фамилии исследователей, предложивших данный тип взаимодействия.

Эйзенбад и Вигнер [25] показали, что все эти взаимодействия и их линейные комбинации являются единственно возможными типами взаимодействия, удовлетворяющими определенным требованиям инвариантности и не зависящими от суммарного заряда и суммарного момента системы [например, взаимодействие, определяемое оператором $(\sigma_1 + \sigma_2) \cdot L$, зависит от момента системы].

3. ЗАРЯДОВАЯ НЕЗАВИСИМОСТЬ

Формальный аппарат изотопического спина дает возможность ввести полезную классификацию нуклонных систем. Но он представляет собой нечто большее, чем просто

удобный способ рассмотрения симметрии, допускаемой принципом Паули, так как мы знаем, что нейтрон и протон могут превращаться друг в друга, поглощая мезон. Состояния $M_\tau = \pm 1/2$ связаны не только формально, но они сходны и физически. Это обстоятельство наводит на предположение (хотя и не доказывая его), что с определенной степенью точности полный изотопический спин T является интегралом движения и сохраняется при всех процессах по крайней мере с большой степенью вероятности. Наличие различных масс и магнитных моментов нейтрона и протона, а также кулоновских сил, конечно, означает, что два состояния с разными M_τ не могут иметь в точности одинаковых энергий, но для целей изучения ядерных сил такими малыми эффектами можно пренебречь. Мы знаем, что z -компонента T , т. е. M_τ , представляющая собой электрический заряд, строго сохраняется. Но полный изотопический спин, который для системы из N нуклонов равен

$$T = \sum_1^N \tau_i, \quad (15.18)$$

может быть существенно различным.

Если T^2 является интегралом движения, то он должен коммутировать с гамильтонианом H . Для системы двух частиц в H могут входить два вектора изотопического спина τ_1 и τ_2 . Если гамильтониан не должен зависеть от ориентации T (в пространстве изотопического спина), то он должен быть скаляром и содержать только линейную комбинацию

$$a + b\tau_1 \cdot \tau_2. \quad (15.19)$$

Из самого определения оператора T следует его коммутация с $\tau_1 \cdot \tau_2$

$$T^2 = \frac{1}{4} (\tau_1^2 + \tau_2^2 + 2\tau_1 \cdot \tau_2), \quad (15.20)$$

и так как T^2 коммутирует с M_τ , то и $\tau_1 \cdot \tau_2$ также коммутирует с M_τ . Если гамильтониан системы нуклонов коммутирует с T^2 , то соответствующие ему силы называют зарядово независимыми.

Наиболее прямое доказательство того, что ядерные силы обладают по крайней мере свойством приближенной зарядовой независимости, следует из результатов опытов по рассеянию при малых энергиях, которые были проанализированы в конце § 8. Совпадение длин рассеяния и эффективных радиусов в двух синглетных S -состояниях является аргументом, доказывающим одинаковость сил взаимодействия между нейтроном и протоном и протоном и протоном в данном пространственном и спиновом состояниях. В табл. 10 приведены различные свойства системы двух нуклонов. Из таблицы видно, что 1S -состояние соответствует значению $T=1$ и поэтому для него могут иметь место значения $M_\tau = \pm 1,0$. Таким образом, опыты показывают, что рассеяние при малых энергиях не зависит от M_τ (т. е. от заряда), если значения T (а также S и L) одинаковы. При этом зависимость потенциала от изотопического спина должна иметь вид (15.19).

Таблица 10

Свойства системы двух нуклонов

Состояние	Четность состояния	Спин, S	$M_S \equiv S_z$	Изотопический спин, T	$M_\tau = M_z$	$\sigma_1 \cdot \sigma_2$	$\tau_1 \cdot \tau_2$	Возможные ядра
1S_0	Четное	0	0	1	$\pm 1,0$	-3	+1	He ² , H ² , 2n
3S_1	»	1	$\pm 1,0$	0	0	+1	-3	H ²
1P_1	Нечетное	0	0	0	0	-3	-3	H ²
${}^3P_{0,1,2}$	»	1	$\pm 1,0$	1	$\pm 1,0$	+1	+1	H ² , He ² , 2n

Как мы отмечали в § 8, из структуры энергетических уровней зеркальных ядер также следует, что T является истинным квантовым числом — это дает дополнительное доказательство зарядовой независимости. Следует, правда, заметить, что для зеркальных ядер (исследования рассеяния протонов протонами при малых энергиях дают больше сведений о зарядовой независимости, если их проводить на зеркальных ядрах) достаточными являются несколько более слабые требования к симметрии. Для любой системы, в которой число нейтронов равно числу протонов, доста-

точно предположить симметрию относительно преобразований

$$M_{\tau} \rightarrow -M_{\tau}, \quad \tau_x \rightarrow \tau_x, \quad \tau_y \rightarrow \tau_y,$$

чтобы получить те же результаты, что и в случае полной зарядовой независимости. Это свойство, которое называется зарядовой симметрией, означает лишь, что взаимодействия нейтрона с нейтроном и протона с протоном одинаковы, но оно ничего не говорит о соотношениях между взаимодействием нейтрона с протоном и другими взаимодействиями. Данные о ядерных уровнях и рассеянии подтверждают более узкое свойство зарядовой независимости.

Сведения о зарядовой независимости можно получить также из свойств ядер, для которых $N \neq Z$, а значение A четно; при этом зарядовую симметрию можно не рассматривать. Для этих ядер возможные значения T являются целыми, а не полуцелыми, как для зеркальных ядер, у которых A нечетно. В простейших случаях $T=1$ или $T=0$. Такие ядра образуют триады изобаров, имеющих одинаковое массовое число A и разные Z и поэтому различные M_{τ} . Хорошим примером является группа ядер с массовым числом 10: C^{10} , B^{10} , Be^{10} (см. табл. 11). Естественно предположить, что основное состояние каждого из этих ядер имеет наименьшее возможное значение T . Тогда квантовые числа можно сопоставить с относительной энергией связи. Причиной расщепления вырожденных состояний $M_{\tau} = \pm 1,0$ изотопического спинового триплетта $T=1$ может являться, помимо различия в массах нейтрона и протона, только кулонов-

Таблица 11

Ядра	C^{10}	B^{10}	Be^{10}
Характеристики			
M_{τ}	-1	0	+1
T	1	0	1
Относительная энергия связи	-4,72 Мэв	0	+0,23 Мэв

ское взаимодействие. Поэтому должно существовать возбужденное состояние ядра V^{10} с квантовыми числами $T=1$, $M_\tau=0$. Этот уровень должен совпадать после учета кулоновской поправки с уровнями, соответствующими $M_\tau = \pm 1$, т. е. с основными состояниями ядер C^{10} и Be^{10} . Можно легко получить значение кулоновской поправки, записав кулоновскую энергию ядра, содержащего Z протонов,

$$E_C = aZ(Z-1);$$

тогда энергия состояний с $T=1$ равна

$$E_1 = \Delta + E_C,$$

и можно найти a и Δ из двух экспериментально определенных значений энергии связи. Вычисленный таким образом уровень ядра V^{10} лежит приблизительно на $\Delta=1,9$ Мэв выше основного состояния. В действительности энергия этого уровня составляет 1,74 Мэв, и он соответствует четному состоянию с моментом количества движения, равным нулю, согласно известным свойствам основных состояний C^{10} и Be^{10} , которые сильно отличаются от свойств основного состояния V^{10} с моментом количества движения, равным трем. Более тщательные полуэмпирические оценки кулоновской энергии приводят к еще лучшему согласию с опытом. Изучение неупругого рассеяния дейтронов ядрами V^{10} показывает, что состояние с энергией 1,74 Мэв не возникает в заметной степени при поглощении дейтронов, как того и следует ожидать, так как для основного состояния дейтрона $T=0$, и поэтому оно в комбинации с основным состоянием V^{10} не может дать состояние с $T=1$.

Подобные результаты были получены и для массового числа 14.

Эти идеи были существенно развиты при изучении структуры сложных ядер. Понятие изотопического спина принадлежит Вигнеру, который ввел название «супермультиплет» для обозначения различных состояний, соответствующих данному значению T . Полностью этот вопрос изложен в статье Финберга и Вигнера [26].

Тот факт, что кулоновское взаимодействие (или другой электромагнитный эффект, например взаимодействие магнитных моментов или токов с магнитным полем) приводит

к расщеплению вырожденных по изотопическому спину состояний, можно яснее выразить, если ввести оператор электрического заряда нуклона

$$Q_i = \frac{+|e|}{2} (1 + \tau_{iz}).$$

В этом случае оператор кулоновского взаимодействия пары нуклонов будет иметь вид

$$V_{ij} = \frac{e^2}{4r_{ij}} (1 + \tau_{iz}) (1 + \tau_{jz})$$

и, очевидно, не будет являться скаляром в T-пространстве, так как в него входит произведение $\tau_{iz}\tau_{jz}$ вместо скалярного произведения $\tau_i \cdot \tau_j$. Благодаря этому оператор кулоновского взаимодействия не коммутирует с зарядово-независимым гамильтонианом; то же самое имеет место для операторов магнитного или электрического мультипольных взаимодействий с электромагнитным полем. Другим источником расщепления является малое различие масс протона и нейтрона, поэтому тяжелые ядра, в которых $N \gg Z$ и кулоновская энергия велика, не обладают выраженными свойствами зарядовой независимости.

Насколько широко можно использовать зарядовую независимость, пока неясно: она является, конечно, желательной с точки зрения простоты и полностью согласуется со всем тем, что мы знаем о мезонах. Сохранение изотопического спина, вероятно (хотя пока это еще нельзя считать полностью установленным), является весьма общим свойством ядерных сил и мезон-нуклонных взаимодействий в целом, его в слабой степени нарушают лишь электромагнитные эффекты и разные значения масс нейтрона и протона.

§ 16. РАССЕЯНИЕ НУКЛОНОВ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Данные по рассеянию нуклонов при малых энергиях дают сведения только о нескольких состояниях системы двух нуклонов, а именно: о 1S -состоянии при $T=1$ и 3S -состоянии при $T=1$. Основное состояние дейтрона главным образом соответствует 3S -волне. Точность этих сведений достаточно высока, а предположение о зарядовой не-

зависимости означает, что необходимо знать только четыре параметра: a_3 , a_1 , r_{03} и r_{01} вместо возможных шести. Мы знаем, главным образом из наблюдаемого искажения распределения плотности заряда в дейтроне, что силы носят частично тензорный характер. О детальной форме потенциала мы знаем очень мало.

Чтобы выйти за пределы этой информации, необходимо проводить исследования с частицами больших энергий, так как с помощью коротковолновых нуклонов можно зондировать детальную структуру потенциала, а также можно преодолеть центробежный барьер, соответствующий состояниям с высокими значениями l , и, таким образом, получить данные о парциальных волнах с $l \geq 1$ без бесконечного повышения экспериментальной точности. Данные, относящиеся к большим энергиям, в настоящее время (начало 1955 г.) получены еще не все, но для энергий бомбардирующих частиц в интервале приблизительно между 14 и 600 Мэв имеются достаточно хорошие для теоретической интерпретации результаты. Экспериментальная техника существенно меняется на разных участках этой широкой области энергий; мы не будем даже кратко описывать ее. Основные экспериментальные результаты включают полные поперечные сечения упругого рассеяния нейтронов протонами и протонов протонами (поглощение и образование мезонов мало, и мы не будем рассматривать эти эффекты), и угловое распределение продуктов столкновений. Для удобства теоретической интерпретации угловые распределения следует выражать в системе центра инерции; это преобразование является весьма существенным при таких больших энергиях. Релятивистскими эффектами можно пренебречь, за исключением того, что при вычислении k следует учитывать релятивистское возрастание масс. Все большее значение приобретают поляризационные опыты (см. § 17).

В системе центра инерции закон сохранения импульсов требует, чтобы после столкновения два нуклона двигались в противоположных направлениях, т. е. под углами θ и $180^\circ - \theta$ к направлению падающего нуклона. В лабораторной системе два нуклона расходятся под прямым углом друг к другу и угол между ними и направлением падающего нуклона составляет соответственно $\theta/2$ и $90^\circ - \theta/2$.

Учет релятивистских эффектов при разборе кинематики процессов при больших энергиях приводит к тому, что угол между двумя движущимися в разные стороны нуклонами в лабораторной системе меняется от значения $\pi/2$ до значения

$$\theta_{\text{рел.}} \approx \frac{\pi}{2} - \left(\frac{E}{4Mc^2} \right) \sin \theta, \quad (16.1)$$

где E — кинетическая энергия падающего нуклона в лабораторной системе. Разностью масс нейтрона и протона мы пренебрегли.

1. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ

Появление анизотропии. Формула (10.7) дает оценку энергии, выше которой можно ожидать появления P -волны, т. е. состояния с $l=1$. Интерференция P -волны с S -волной, пропорциональная амплитуде P -волны, должна иметь место при энергиях выше 10 или 12 $Mэв$, причем наблюдаемое поперечное сечение должно зависеть от угла (как всегда в системе отсчета, в которой центр инерции покоится) следующим образом:

$$a_0 + b \cos \theta + c \cos^2 \theta. \quad (16.2)$$

Относительная величина члена, содержащего $\cos \theta$, должна измерять амплитуду вероятности P -волны. Эксперименты Баршалла и Ташека [6] указывают на отсутствие такого члена и согласуются с изотропным рассеянием с точностью до ошибок опыта, составляющих около 5%. (Заметим, что это наблюдение сильно отличается от прежних результатов, приведенных в первом издании этой книги; последние результаты были полностью подтверждены.)

Почему P -волна проявляется в столь слабой степени? Ответ на этот вопрос дает рассмотрение значений фаз δ_0, δ_1 . Первоначально ожидалось, что при появлении P -волны (например, при энергии падающих частиц около 12 $Mэв$) можно было надеяться, что $a_1 \ll 1$ и, следовательно,

$$\frac{e^{2i\delta_1} - 1}{2i} \approx \delta_1.$$

Однако фаза 3S -волны δ_0 , согласно формуле (10.16) и значениям параметров, приведенным в конце стр. 97, равна $\pi/2$

при $k = 0,48 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$ или 18 Мэв. Поэтому вблизи порога появления P -волны амплитуда интерферирующей с ней S -волны становится чисто мнимой, и интерференционный член стремится к нулю, благодаря чему в выражении для поперечного сечения остается только связанный с P -волной член, содержащий $\cos^2 \theta$, пропорциональный квадрату амплитуды P -волны и поэтому значительно меньший по величине. Это соображение, как показывают более подробные расчеты, по крайней мере качественно является правильным. Очень точные работы недавно показали присутствие эффектов, связанных с P -волной ($< 1/2\%$), даже при 2—3 Мэв.

Дальнейшие тщательные измерения при энергии 27 Мэв показали наличие существенной анизотропии; поперечное сечение имеет вид

$$\sigma(\theta) \approx \text{const} \left(1 + \frac{1}{3} \cos^2 \theta \right), \quad (16.3)$$

а интенсивность P -волны достигает вполне приемлемой величины.

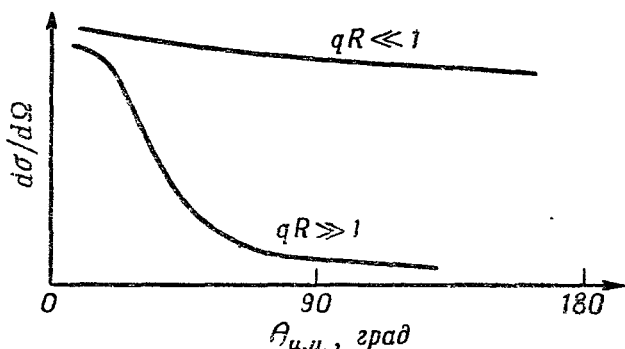
Обменные силы. При еще больших энергиях из рассеяния нейтронов протонами можно получить весьма прямое подтверждение наличия значительных обменных сил. Для рассмотрения этого вопроса нам необходимо пользоваться методом, примененным при выводе формулы для поперечного сечения рассеяния, который при больших энергиях был бы удобнее метода, использованного при выводе формулы (10.1), где требовалось суммирование по многим парциальным волнам. Таким удобным методом является борновское приближение, справедливое для слабых взаимодействий. Хотя нуклонные взаимодействия не являются слабыми, можно все же ожидать, что борновское приближение дает некоторые указания на истинное поведение по крайней мере менее сильно взаимодействующих парциальных волн с большими значениями l . Приближенная формула, получаемая для амплитуды рассеяния в борновском приближении (см., например, Бом [14]¹), заменяет точную,

¹) См. также любой курс квантовой механики, например Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Квантовая механика, ч. 1, М.—Л., 1948; Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 2 изд., переработанное, М.—Л., 1949. — *Прим. ред.*

но трудно применимую формулу (10.1). Формула борновского приближения имеет следующий вид:

$$f(\theta) = - \left(\frac{M}{4\pi\hbar^2} \right) \int dr V(r) \exp(iq \cdot r), \quad (16.4)$$

где M — масса нуклона, $V(r)$ — потенциал взаимодействия и q — передаваемый при столкновении импульс. Импульс $q = k_{\text{конеч.}} - k_{\text{нач.}}$, так что при упругом столкновении, когда $E_f = E_i$, импульс $|q| = 2k \sin(\theta/2)$, где θ — угол отклонения



Ф и г. 13. Результаты вычисления в борновском приближении дифференциального поперечного сечения рассеяния нейтронов протонами под действием обыкновенных сил.

в системе центра инерции, а $2\hbar^2 k^2/M = E_{\text{пад.}}$. Приближенная формула (16.4) недостаточна для количественного анализа при любой энергии рассеиваемого нуклона, но она качественно не плоха для энергий порядка 30 Мэв , достаточно превышающих глубину ядерной потенциальной ямы.

Если потенциал $V(r)$ обращается в нуль вне некоторого радиуса R , то борновское приближение дает изотропное рассеяние, более или менее не зависящее от энергии при $qR \ll 1$. При $qR \gg 1$ осцилляции экспоненты $\exp(iq \cdot r)$ вызывают быстрое уменьшение рассеяния. Вблизи $q = 0$, что соответствует рассеянию вперед, поперечное сечение будет оставаться довольно большим даже при возрастании энергии; поперечное сечение рассеяния назад ($q = 2k$) будет быстро падать с ростом энергии. На фиг. 13 показан

общий характер поведения дифференциального сечения, полученного на основании формулы (16.4).

При больших q энергия отдачи, конечно, велика. Из формулы (16.4) следует, что нейтроны, рассеянные при энергии порядка 100 Мэв, будут главным образом направлены вперед, а протоны отдачи будут иметь в основном малые энергии порядка 10 Мэв. Все частицы большой энергии, появляющиеся после рассеяния, будут представлять собой слабо рассеянные нейтроны, так что $qR \ll 1$. Но уже результаты первых измерений, сообщение о которых вошло в первое издание в виде примечания при корректуре (сделанного в середине 1947 г.), противоречили этому ожиданию. Большинство выходящих частиц были быстрыми протонами, которые двигались почти с той же энергией и направлением, что и падающие нейтроны. Это можно объяснить, если нейтрон с протоном меняются ролями; нейтрону остается энергия порядка 10 Мэв, а частицей, продолжающей движение вперед после слабого рассеяния, оказывается протон. Это объяснение является точным следствием обменных сил типа, даваемого формулой (15.6). Передаваемый импульс q определяется в этом случае выражением

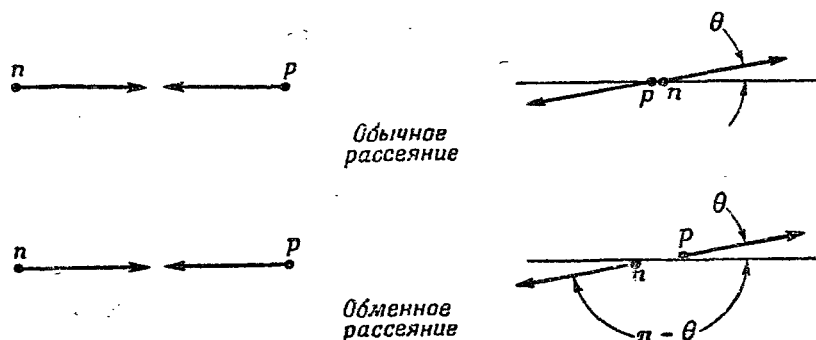
$$q = k_{\text{конеч. протон}} - k_{\text{нач. нейтрон}}, \quad (16.5)$$

а результаты, к которым приводит борновское приближение, полностью обращаются относительно направления рассеяния, как это изображено на фиг. 14. Существование значительных обменных сил подтверждается наличием большого числа следов быстрых протонов в камере Вильсона при наблюдении рассеяния нейтронов в водороде; нельзя ожидать более прямого доказательства пространственного обмена.

Силы типа Сербера. Анализ угловой зависимости рассеяния нейтронов протонами в области 100 Мэв дает возможность ввести предположение о специальной смеси сил, состоящих в равных частях из обыкновенных сил и сил типа Майорана. Эти силы, которые называют силами типа Сербера, можно представить с помощью следующего выражения:

$$V(r) \left[1 - \frac{1}{4} (1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2) (1 + \tau_1 \cdot \tau_2) \right]. \quad (16.6)$$

Согласно формуле (15.6) и табл. 10, силы типа Сербера являются силами притяжения [если $V(r)$ соответствует притяжению] для состояний с четным значением l независимо от спина и исчезают во всех состояниях с нечетным l . Такое предположение об отсутствии сил в состояниях



Ф и г. 14. Соотношение между импульсами при рассеянии нейтрона протоном в системе центра инерции.

Малые углы при обычном рассеянии эквивалентны углам, близким к 180° , при обменном рассеянии.

с нечетным l , конечно, сильно упрощает все вычисления. Угловое распределение рассеяния, вызванного силами типа Сербера, определяется выражением

$$\left| \sum_{l \text{ четн.}} (2l+1)(e^{2i\delta} - 1) P_l(\cos \theta) \right|^2, \quad (16.7)$$

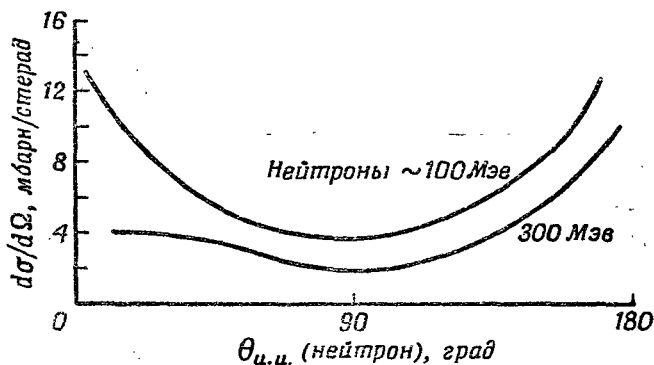
а так как P_l при четном l является четной функцией от $\cos \theta$, то поперечное сечение будет симметричным по отношению к замене направления вперед направлением назад в системе центра инерции, т. е.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\pi - \theta)}{d\Omega}. \quad (16.8)$$

Эта симметрия наблюдается приближенно вплоть до энергий около 200 Мэв, хотя эксперименты еще несколько противоречивы.

Опыты при энергиях выше 250 Мэв не показывают такой симметрии по отношению к замене направления, подтверждающей предположение о том, что силы являются

в основном силами типа Сербера. При этих энергиях поперечное сечение на единицу телесного угла для рассеяния нейтронов на угол, близкий в системе центра инерции к 180° , почти в 2 раза больше сечения рассеяния вперед. Рассеиваемые вперед протоны являются результатом действия обменных сил, которые при этих энергиях приблизительно вдвое эффективнее обычных сил (фиг. 15).



Ф и г. 15. Дифференциальное поперечное сечение рассеяния нейтронов протонами в системе центра инерции при двух значениях энергии.

Заметно отклонение от симметрии по отношению к замене направления при возрастании энергии. Кривые представляют собой сглаженный результат, соответствующий довольно грубым данным. Значения энергии даны в лабораторной системе.

Анализ рассеяния протонов протонами (см. ниже) показывает наличие существенного вклада в величину сечения от состояний с нечетными моментами количества движения. Если считать силы зарядово-независящими, то эти же состояния должны давать вклад и в величину сечения рассеяния нейтронов протонами, что является прямым выражением против обменных сил типа Сербера.

Наличие обменных сил, столь ясно проявляющихся в опытах по рассеянию, как раз соответствует тому, что ожидали теоретики, исходя из требований насыщения ядерных сил. Но количественные расчеты энергий связи ядер, хотя и ограниченные, ввиду неточности применяемых волновых функций, приводят к следующему выводу:

предположение о насыщении требует, чтобы отношение обыкновенных сил к обменным силам составляло $1/4$ — это значение меньше, чем следует из данных по рассеянию. Возможно, что обменные силы не являются единственной причиной насыщения.

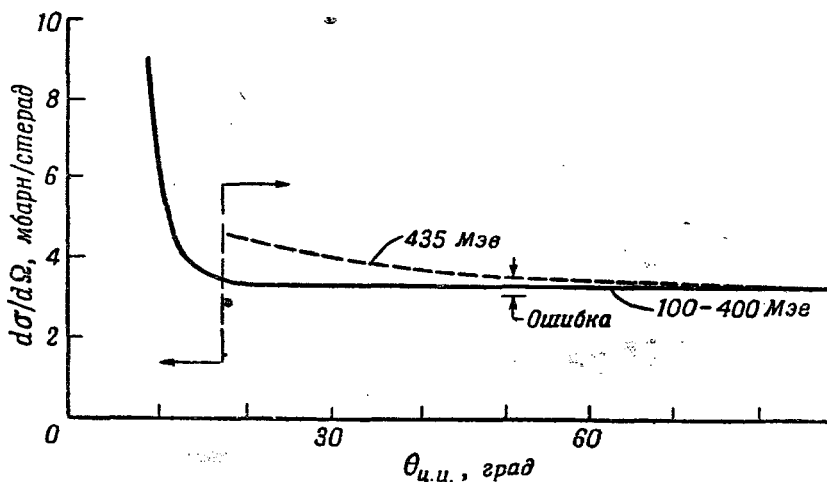
Полное поперечное сечение. В области энергий выше 30 Мэв полное поперечное сечение падает быстрее, чем по закону $1/E$. Некоторый эффект подобного характера можно ожидать в предположении сил типа Сербера, так как эти силы исключают более или менее полно роль в рассеянии состояний с нечетными l и поэтому уменьшают поперечное сечение при больших энергиях, не меняя его при малых энергиях. Но этого недостаточно для получения хорошего совпадения с экспериментальными данными. Тензорные силы, согласно вычислениям, не меняют существенно положения дел. По-видимому, нужно учесть предположение об отталкивающей сердцевине ядра, которое было введено для объяснения рассеяния протонов протонами при больших энергиях (см. ниже). Если взаимодействие приводит к отталкиванию на малых расстояниях и притяжению на больших расстояниях, то по крайней мере для средних значений передаваемого импульса q амплитуда рассеяния [см. формулу (16.4)] убывает. Поскольку средние значения q дают наибольший вклад в поперечное сечение, то такое предположение может объяснить наблюдаемый эффект.

С другой стороны, сильное отталкивание увеличивает значение формулы (16.4) при больших q . Действительно, дифференциальное поперечное сечение при 90° , которое соответствует наибольшей передаче импульса (по наблюдениям), еще весьма велико даже при энергиях нейтронов порядка 280 Мэв, превышающих те энергии, при которых такое сечение можно легко объяснить при помощи потенциала, соответствующего повсюду притяжению и не очень сингулярного в центре. Эти результаты можно согласовать с результатами по рассеянию протонов протонами, предполагая зарядовую независимость (см. ниже).

С наибольшим основанием из данных по рассеянию нейтронов протонами можно сделать два заключения: 1) существуют большие обменные силы; 2) описание при помощи простого потенциала является весьма хорошим при малых энергиях, но недостаточным при больших.

2. РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ ПРОТОНАМИ

Система протон — протон может находиться только в триплетном изотопическом состоянии, так что опыты по рассеянию дают возможность изучить лишь часть тех



Фиг. 16. Дифференциальное поперечное сечение рассеяния протонов протонами в системе центра инерции.

Сплошная кривая приблизительно справедлива при всех энергиях в лабораторной системе между 100 и 400 Мэв. Стрелки указывают области, в которых происходит отклонение от изотропии (←) и независимости сечения от энергии (→). Выше 400 Мэв рассеяние становится анизотропным (штриховая кривая). Слева от вертикальной штриховой кривой возрастание сечения можно приписать совместному действию моттовского и ядерного рассеяний и их интерференции. Сечение справа от вертикальной штриховой кривой связано с чисто ядерным рассеянием.

состояний, которые проявляются в рассеянии нейтронов протонами. В табл. 10 приведено несколько первых состояний; из этой таблицы можно также сделать вывод о правиле образования высших состояний. При спине 0 могут существовать состояния только с четным l ; при $S=1$ — только состояния с нечетным l . Эта более простая система оказалась труднее для теоретической интерпретации.

Сводка данных. В области энергий от 30 Мэв, когда можно ожидать впервые проявления состояний с $l \neq 0$, и до 400 Мэв свойства поперечного сечения рассеяния протонов протонами просты по характеру, но трудно объяснимы. Из кривой на фиг. 16 видны основные черты пове-

дения экспериментально определенного дифференциального сечения. При малых углах наблюдается сильное возрастание поперечного сечения на единицу телесного угла, которое следует приписать дальнедействующему кулоновскому взаимодействию. Оно представляет интерес главным образом для определения фазы специфически ядерной части рассеяния. Для углов выше некоторого малого угла θ_c значение $d\sigma/d\Omega$ не зависит от углов для всех измеренных энергий. Таким образом, без учета влияния кулоновских сил рассеяние является изотропным. Точность результатов невысока при всех энергиях, но в области около 150 Мэв она достаточна, чтобы можно было установить, что отклонение от изотропии меньше 3%.

Полное поперечное сечение с точностью до экспериментальных ошибок также не зависит и от энергии. В интервале энергий от 150 до 400 Мэв дифференциальное поперечное сечение упругого рассеяния в системе центра инерции составляет¹⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 3,4 \pm 0,4 \text{ мбарн/стерад.} \quad (16.9)$$

При 600 Мэв наблюдается заметное преобладание рассеяния вперед.

Обычное предположение, что изотропное рассеяние при энергиях ниже 400 Мэв получается благодаря тому, что даже при таких больших энергиях рассеяние обусловлено только S-волной, исключается, если принять во внимание абсолютное значение поперечного сечения. Вычислив в формуле (13.29) последний член при $\sin \delta_0 = 1$, что соответствует максимальному, ядерному рассеянию, обусловленному только S-волной, получим

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = 4 \left(\frac{\hbar}{Mv} \right)^2 = \frac{1}{k_{\text{рел.}}^2} = \frac{830}{E \text{ (Мэв)}} \text{ мбарн/стерад,} \quad (16.10)$$

что слишком мало по сравнению с экспериментальным значением. [Из общей формулы (10.1) получается в 4 раза меньший результат, чем по формуле (16.10), потому что в последнем случае учитывалась тождественность двух протонов.] Мы приходим к заключению о том, что значение

¹⁾ 1 барн = 10^{-24} см²; 1 мбарн = 10^{-3} барн.

полного поперечного сечения можно объяснить, лишь принимая во внимание волны с высшими значениями l , но изотропия $d\sigma/d\Omega$ тогда объясняется только как результат случайного наложения различных состояний¹⁾. Однако необходимость учета состояний с $l \neq 0$ подтверждает наблюдаемая при рассеянии протонов протонами при больших энергиях поляризация (см. § 17), так как одно S -рассеяние никогда не может приводить к поляризации. Кроме того, поляризация возможна только при спине системы $S=1$ и невозможна при $S=0$. Но спин $S=1$, как было показано выше, возможен лишь при нечетных значениях момента количества движения l ; поэтому сильная поляризация показывает, что состояниям с нечетным l , в частности P -состояниям, соответствует большое взаимодействие.

Можно ожидать, что более подробное исследование поляризации и интерференции кулоновского и ядерного рассеяний даст дальнейшие сведения по этому вопросу.

3. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ ПРОТОНАМИ

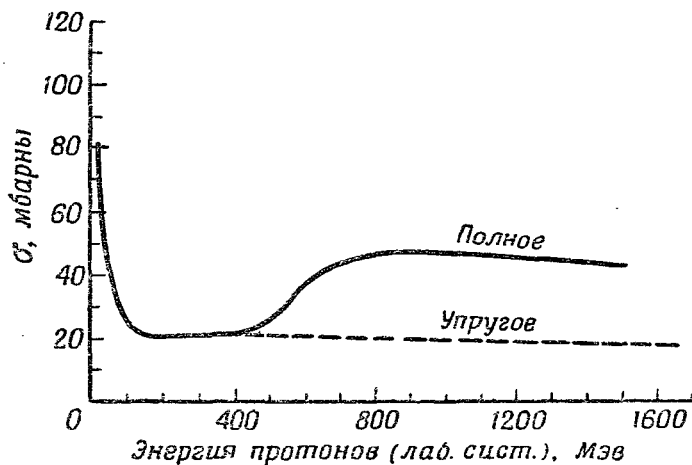
Если энергия протонов недостаточна для образования π -мезонов, то при столкновении протона с протоном возможно только упругое рассеяние. В действительности при всех энергиях испускается некоторое электромагнитное излучение, но вероятность излучения очень мала. Если частица с массой M_i сталкивается с покоящейся частицей массы M_t , то для образования новых частиц суммарной массы μ необходима кинетическая энергия T , равная

$$T = \mu c^2 \left(1 + \frac{M_i + \frac{\mu}{2}}{M_t} \right),$$

так что одиночный π -мезон может образоваться при столкновении протона с протоном, если кинетическая энергия протона в лабораторной системе равна 290 Мэв. Рассмотрение процессов образования мезонов выходит за рамки настоящей книги, но интересно заметить, что полное сечение рассеяния протонов протонами, остающееся постоянным при энергиях 150—400 Мэв, начинает возрастать как

¹⁾ Изотропия рассеяния может вызываться не только 3S_1 -волной, но и 1P_1 -волной. См. ниже п. 5.—Прим. ред.

раз с энергии 400 Мэв, при которой становится существенным образование одиночных мезонов. Полное поперечное сечение, а также упругое поперечное сечение рассеяния протонов протонами представлены на фиг. 17. Заметно действительное изменение сечения в области энергий выше 400 Мэв. Отклонение от изотропии, которое впервые наблюдалось в упругом рассеянии приблизительно при этих же



Ф и г. 17. Измеренное полное поперечное сечение рассеяния протонов протонами (сплошная кривая) и упругое сечение (штриховая кривая) в зависимости от энергии в лабораторной системе.

самых энергиях, может быть понято только при одновременном рассмотрении процессов образования мезонов. При такой энергии мы выходим из области ядерной физики и вступаем в область физики элементарных частиц.

Нейтронные сечения при таких больших энергиях до сих пор не исследовались.

4. ЗАРЯДОВАЯ НЕЗАВИСИМОСТЬ

Так как нельзя подтвердить простое представление о взаимодействии только чистых S -волн двух протонов, то следует ожидать, что и при рассеянии нейтронов протонами должны проявляться волны, соответствующие значениям $l > 0$. Если имеет место зарядовая независимость,

то силы, действующие при рассеянии двух протонов, действуют и между нейтроном и протоном в состояниях, для которых $T=1$, а более сложное поведение поперечных сечений рассеяния нейтрона протоном отражает наличие состояний с $T=0$, исключенных для системы двух одинаковых частиц.

Имеется один весьма общий критерий зарядовой независимости, которому экспериментальные данные действительно удовлетворяют. Рассмотрим рассеяние на угол 90° в системе центра инерции. При этом значении угла волны с нечетными l не дают вклада в сечение, так как $P_l(90^\circ) = 0$ при всех нечетных l . При четных орбитальных моментах система двух протонов имеет только синглетные спиновые состояния, а система нейтрон — протон имеет как синглетные ($T=1$), так и триплетные состояния ($T=0$). Дифференциальные поперечные сечения в этих двух случаях можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{p-p}(90^\circ)}{d\Omega} &= \left| \sum_{l_{\text{четн.}}} {}^1a(T=1, l) \right|^2, \\ \frac{d\sigma_{n-p}(90^\circ)}{d\Omega} &= \frac{1}{4} \left| \sum_{l_{\text{четн.}}} {}^1a(T=1, l) \right|^2 + \\ &+ \frac{3}{4} \left| \sum_{l_{\text{четн.}}} {}^3a(T=0, l) \right|^2, \end{aligned} \quad (16.11)$$

где ${}^{3,1}a(T, l)$ — амплитуда рассеяния системы двух нуклонов в синглетном или триплетном спиновом состоянии при указанных значениях изотопического спина T и орбитального момента l . Если амплитуда зависит только от указанных переменных при данном импульсе, как этого требует предположение о зарядовой независимости, то при любой энергии должно иметь место неравенство

$$\frac{d\sigma_{n-p}(90^\circ)}{d\Omega} \geq \frac{1}{4} \frac{d\sigma_{p-p}(90^\circ)}{d\Omega}. \quad (16.12)$$

Так как σ_{n-p} быстро убывает с энергией, а σ_{p-p} остается почти постоянным, то критерий становится наиболее жестким при самых больших энергиях. Экспериментальные значения для угла рассеяния 90° и энергии 400 Мэв (Хартцлер и Зигель [36], см. также ссылки в этой статье) таковы:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{n-p}}{d\Omega} &= 1,5 \text{ мбарн/стерад}, \\ \frac{d\sigma_{p-p}}{d\Omega} &= 3,5 \text{ мбарн/стерад},\end{aligned}\tag{16.13}$$

что хорошо удовлетворяет критерию. Зарядовая независимость не исключается никакими измерениями, сделанными до сих пор, несмотря на большие различия в поперечных сечениях. Поэтому предположение о зарядовой независимости является более надежным при анализе экспериментальных данных, чем предположение о том, что изотропное рассеяние почти полностью связано с S -волной.

Сравнение формул (16.11) и (16.13) показывает, что при угле 90° рассеяние, соответствующее $T=0$, гораздо меньше рассеяния, соответствующего $T=1$. С другой стороны, при угле 180° дифференциальное поперечное сечение рассеяния нейтронов протонами гораздо больше сечения рассеяния протонов протонами (почти в 4 раза), что нужно приписать рассеянию, соответствующему $T=0$. Отсюда вытекает, что при $T=0$ рассеяние сильно зависит от угла, как это следует ожидать при «разумном» потенциале для таких больших энергий, согласно приближенной формуле (16.4) или на основании более общих качественных аргументов, подобных тем, которые приводятся ниже в связи с формулой (16.15). Во всяком случае, рассеяние при $T=0$ заметно отличается от рассеяния при $T=1$. К сожалению, невозможно получить рассеяние при $T=0$, зная только разность между экспериментальными данными по рассеянию нейтронов протонами и протонов протонами, так как: 1) относительные статистические веса, соответствующие $T=0$ и $T=1$, при углах, отличных от 90° , не совпадают со статистическими весами, входящими в формулу (16.11), а зависят от (неизвестного) соотношения между состояниями со спином $S=0$ и $S=1$ в рассеянии нейтронов протонами и протонов протонами и 2) состояния с $T=0$ и $T=1$ интерферируют.

Рассеяние нейтронов нейтронами, которое невозможно изучать непосредственно, должно быть таким же, как и рассеяние протонов протонами, за исключением эффектов, связанных с кулоновским взаимодействием.

5. СЕРДЦЕВИНА НУКЛОНА

Весьма интересное качественное описание необычного поведения рассеяния протонов протонами было предложено Ястровом [44]. Он отметил, что приближенная изотропия поперечного сечения исключает потенциалы, для которых сдвиги фаз имеют одинаковый знак при возрастании l , и предположил, что эффект анизотропии можно получить, чередуя отрицательные и положительные фазы при возрастании l .

Рассмотрим простой пример, предположив силы типа Сербера и энергию порядка 300 Мэв так, чтобы играли роль только первые два четных значения: $l=0$ и $l=2$. Тогда следует учитывать только синглетные состояния и дифференциальное поперечное сечение можно записать на основании формулы (10.1) следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda^2 | e^{i\delta_0} \sin \delta_0 + 3e^{i\delta_2} \sin \delta_2 P_2(\cos \theta) |^2, \quad (16.14)$$

где δ_0 и δ_2 являются соответственно сдвигом S - и D -фаз. Выражение (16.14) можно переписать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda^2 [\sin^2 \delta_0 + 9 \sin^2 \delta_2 P_2^2(\cos \theta) + \\ + 6 \sin \delta_0 \sin \delta_2 P_2(\cos \theta) \cos(\delta_0 - \delta_2)]. \end{aligned} \quad (16.15)$$

Знак интерференционного члена в формуле (16.15) определяется знаком выражения $\sin \delta_0 \sin \delta_2 P_2(\cos \theta)$. Если значения сдвигов фаз δ_0 и δ_2 положительны, то интерференционный член будет отрицательным, когда функция $P_2 = (3 \cos^2 \theta - 1)/2$ отрицательна; интерференционный член существенно уменьшит поперечное сечение при угле 90° . В угловой зависимости будет наблюдаться некоторая немонотонность, связанная со вторым членом в квадратных скобках (содержащим P_2^2), но значение этого члена больше при угле 0° , чем при 90° , так что в конечном счете угловое распределение будет V -образным относительно угла 90° . Чтобы исключить уменьшение сечения при угле 90° , необходимо лишь считать, что фазы δ_0 и δ_2 имеют противоположные знаки. Тогда интерференционный член будет способствовать уменьшению сечения рассеяния на угол 0° и повышению значения сечения рассеяния на угол 90° ,

т. е. будет приводить к приближенной изотропии. Если еще учесть некоторую роль триплетных состояний и даже тензорных сил, то это только увеличит, как и требуется, поперечное сечение вблизи нуля функции $P_2(\cos \theta)$, который имеет место при угле примерно 60° .

Изменение знака фазы при переходе от S -волны к D -волне можно получить, вводя сильно отталкивающую сердцевину в дополнение к потенциалу притяжения синглетного состояния, проявляющемуся при малых энергиях. Сдвиг фазы S -волны будет зависеть от этой центральной сердцевины, и S -волна станет соответствовать вообще отталкиванию при достаточно больших энергиях. Волны с высшими значениями l благодаря центробежным силам не будут испытывать действие сердцевины и поэтому будут иметь нормальные положительные сдвиги фаз, соответствующие потенциалу притяжения. Сдвиг фазы S -волны, вызванный сердцевиной радиуса R_c , дается выражением

$$\delta_0 \approx -kR_c. \quad (16.16)$$

К нему добавляется положительный член, связанный с потенциалом, характеризующимся сравнительно большим радиусом и малой абсолютной величиной и отвечающим обыкновенному ядерному взаимодействию при малых энергиях. Этот положительный член будет быстро убывать при возрастании кинетической энергии, так что знак сдвига фазы S -волны будет меняться от положительного значения при малых энергиях к отрицательному при некоторой энергии, зависящей от выбора постоянных. Чтобы это изменение знака происходило при энергии около 150 Мэв , надо выбрать $R_c \approx 0,5 - 0,6 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, причем величина R_c слегка зависит от формы потенциала притяжения. (Потенциал притяжения следует при этом изменить так, чтобы при наличии отталкивающей сердцевины сохранилось согласие с данными при малых энергиях; при этом можно по-прежнему пользоваться методом эффективного радиуса.)

Изменение знака фазы должно сказаться также на угловой зависимости поперечного сечения при малых углах (порядка $10 - 15^\circ$), где имеет значение интерференция между ядерным рассеянием и рассеянием по формуле Мотта (13.4). Пока что эксперименты не согласуются с последним утверждением; однако сильная деструктивная

интерференция, наблюдающаяся в опытах при малых энергиях и показывающая, что ядерные силы между двумя протонами в S -состоянии являются при малых энергиях силами притяжения, оказывается значительно ослабленной при энергиях 300 $Mэв$.

С помощью предположения о сердцевине можно объяснить насыщение ядерных сил. Радиус простой непроницаемой сферы, значение которого равно $0,6 \cdot 10^{-13}$ см, слишком мал для объяснения величины наблюдаемого объема, приходящегося на нуклон в ядре (радиус порядка $1,2 \cdot 10^{-13}$ см); следует также принять во внимание эффекты нулевой энергии, что до сих пор еще не было сделано. Вероятно, насыщение вызывается не одной причиной, а возникает в результате комбинации влияния твердой сердцевины с учетом нулевой энергии, обменных сил и, может быть, многочастичных взаимодействий.

Другие указания на существование сердцевины следуют из описания, согласно оптической модели (см. § 20), рассеяния при больших энергиях, откуда получается коэффициент преломления, соответствующий убыванию ядерного потенциала с ростом энергии, чего и следует ожидать из представления о сердцевине. На правдоподобность такого эффекта также указывает и мезонная теория ядерных сил (см. § 18).

Следует иметь в виду, что введение отталкивающей сердцевины не дает полного решения проблемы взаимодействия протон-протон. Наблюдаемая сильная поляризация показывает, что должны иметь место также большие нецентральные силы.

6. ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ

При больших энергиях нельзя рассчитывать рассеяние при помощи уравнения Шредингера с заданным потенциалом, так как могут быть существенны релятивистские эффекты. Так, например, для протонов с энергией 400 $Mэв$ отношение $(E_{ц.п.}/M_c^2) \sim 0,2$. Более прямой метод рассмотрения рассеяния, не связанный с конкретным волновым уравнением, состоит просто в вычислении сдвигов фаз для небольшого числа состояний, которые должны играть роль в рассеянии. Требования, подобные зарядовой независи-

мости и плавного изменения фаз с энергией, могут оказать помощь в определении правильного набора фаз. Объяснение полученных сдвигов фаз и их зависимости от энергии является задачей более совершенной динамической теории. Такой подход является, конечно, более общим, чем метод подбора потенциальных ям, но он лишен наглядного характера прежнего подхода.

Было доказано, что рассеяние протонов протонами с его необычной изотропией можно описать при помощи только S - и P -волн, используя все три возможные P -волны, при которых полный момент количества движения $J = 0, 1$ и 2 . Значения сдвигов фаз, которые необходимы для P -состояний с различными J , весьма отличны друг от друга. Поэтому такое описание соответствует наличию больших нецентральных сил, что подтверждается прямым измерением поляризации при рассеянии протонов большой энергии. Можно также (Талер, Бенгстон, Брейт [75]) описать данные по рассеянию нейтронов протонами, используя значение сдвигов фаз, полученных из данных по рассеянию протонов протонами, и требование зарядовой независимости. В случае рассеяния нейтронов протонами нужно рассматривать 3S - и 1P -состояния. Это описание далеко не однозначно, даже если отвлечься от произвола в выборе знака. Однако если определить полную матрицу рассеяния из поляризационных измерений (см. § 17), то фазовый анализ становится гораздо более определенным. Точное изучение взаимодействий нуклонов на основе фазового анализа представляет даже больший интерес, чем рассмотрение их на основе полностью нерелятивистской идеи о потенциале двух тел.

Некоторые авторы, вместо ранее рассматриваемых ими спин-орбитальных сил или тензорных сил, пытались заменить качественное представление, которое давала модель твердой сердцевины, используя нецентральные силы. С этими силами при достаточной сингулярности в центре можно грубо описать имеющиеся данные (хотя и не так просто, как в модели твердой сердцевины). Фазовый анализ подтверждает результаты, полученные при помощи прежних методов, конечно, без каких-либо утверждений относительно зависимости сил от радиуса.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Так как правильная теория взаимодействий при высоких энергиях в настоящее время отсутствует, то мы должны попытаться резюмировать лишь качественные заключения. Из взаимодействия нуклонов при больших энергиях, по видимому, с достоверностью следует:

1) определенное наличие: а) обменных взаимодействий, б) больших нецентральных сил (тензорных или спин-орбитальных), в) очень сильного отталкивания на малых расстояниях (типа твердой сердцевины). Ни один из этих эффектов в отдельности не может объяснить всех данных;

2) простое и привлекательное предположение о зарядовой независимости согласуется со всеми данными по крайней мере до энергии 600 Мэв;

3) нельзя объяснить все данные, если использовать предположение о простом, не зависящем от скоростей потенциале двух тел произвольной формы и угловой зависимости; однако это может быть всегда сделано при определенном подборе значений сдвигов фаз.

§ 17. ПОЛЯРИЗАЦИЯ НУКЛОНОВ

1. КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКОВ

Пучки и мишени, обычно применяемые в ядерной физике, состоят из неполяризованных частиц, т. е. частиц, спины которых ориентированы беспорядочным образом. Вероятность любого процесса взаимодействия частиц со спином является в общем случае функцией от ориентации спина. Вероятность процесса для неполяризованных частиц получается в результате усреднения вероятности для определенной ориентации спина $\omega(S_z)$ по всем возможным ориентациям спина с равным весом для всех направлений

$$\text{Вероятность} = \frac{1}{2S+1} \sum_{S_z=-S}^{+S} \omega(S_z). \quad (17.1)$$

Однако неполяризованные частицы нельзя описывать отдельной квантовомеханической волновой функцией, так как описание при помощи волновой функции предполагает

определенное соотношение между относительными фазами частей волновой функции, соответствующими различным альтернативным ориентациям спина, а такого соотношения не существует для неполяризованного пучка. Подобное положение известно в классической электромагнитной теории света, в которой плоская волна записана в виде

$$\mathbf{E} = \text{Re} [(a_x \mathbf{e}_1 + a_y \mathbf{e}_2) e^{i(kz - \omega t)}],$$

где единичные векторы \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 в направлении осей x и y соответствуют пучку света, имеющему две ортогональные компоненты электрических векторов $a_x \mathbf{e}_1$ и $a_y \mathbf{e}_2$, амплитуды и фазы которых определяются коэффициентами a_x и a_y . Плоско поляризованный пучок с электрическим вектором в направлении оси y представляется указанным выражением при $a_x = 0$, и вдоль оси x — при $a_y = 0$. Если $a_x = a_y$, то пучок также оказывается плоско поляризованным, но под углом 45° к оси x . Для пучка с правой (или левой) поляризацией по кругу $a_y = a_x e^{\pm i\pi/2}$; при произвольных (комплексных) значениях постоянных a_x и a_y пучок эллиптически поляризован. *Не существует* определенного набора a_x и a_y , с которым можно было бы описать неполяризованный пучок, так как для этого требуется некоторое беспорядочное изменение относительных фаз.

Для нуклонов или электронов, так же как и для света, имеются только две альтернативные возможности для направления поляризации. (Фотоны имеют спин $S=1$ и поэтому должны были бы иметь $2S+1=3$ возможных направления поляризации, но требование поперечности электромагнитных волн сводит это число к двум, т. е. к тому же значению, что и для частиц со спином $1/2$.) Спиновую часть волновой функции пучка частиц со спином $1/2$ можно записать в виде вектора-столбца с двумя компонентами, каждая из которых определяет амплитуду и фазу возможного типа поляризации (или ориентации спина)

$$\psi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = a_1 \varphi_1 + a_2 \varphi_2, \quad \varphi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varphi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (17.2)$$

Здесь вектор-столбец представлен в виде разложения по двум нормальным и ортогональным функциям φ_1 и φ_2 , являющимися собственными функциями спина, например, указывающими, что направление спина совпадает с направлением

влением некоторой оси в пространстве или противоположно направлению этой оси. Функции $\varphi_{1,2}$ подобны функциям α и β , использованным в § 10, п. 7; они являются собственными функциями оператора Паули σ_z , где ось z выбирается в произвольном направлении. Интенсивность пучка, очевидно, равна сумме вероятностей двух альтернативных поляризаций

$$I = |a_1|^2 + |a_2|^2. \quad (17.3)$$

Это выражение можно записать также в следующем виде:

$$I = (a_1^* + a_2^*) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \equiv \sum_{i=1,2} \psi_i^\dagger \psi_i, \quad (17.4)$$

где индекс «†» введен для обозначения величины, полученной путем комплексного сопряжения каждого элемента вектора (или матрицы) и замены строк столбцами. Таким образом, вектор-столбец ψ становится вектором-строкой ψ^\dagger , состоящим из комплексно-сопряженных компонент. Интенсивность I является скалярным произведением двух векторов ψ^\dagger и ψ в двухкомпонентном спиновом пространстве.

Информацию, которую нам дает вектор-столбец волновой функции ψ , можно записать в другом виде, который, однако, пригоден для записи пучков с любой степенью поляризации. Для описания системы используем вместо I следующую двухрядную квадратную матрицу ρ_{ij} :

$$\rho_{ij} \equiv \psi_i \psi_j^\dagger, \quad \rho = \begin{pmatrix} a_1^* a_1 & a_1^* a_2^* \\ a_2^* a_1 & a_2^* a_2 \end{pmatrix}. \quad (17.5)$$

Матрица ρ называется матрицей плотности системы; здесь она дана для системы определенной волновой функции ψ . (Это — частный случай весьма общего метода, используемого в квантовой статистике.) Интенсивность I можно записать следующим образом:

$$I = \sum \rho_{ii} = \text{Sp}(\rho). \quad (17.6)$$

Отсюда ясно, что ρ является эрмитовой матрицей, т. е.

$$\rho = \rho^\dagger.$$

Матрица ρ определяется тремя независимыми числами; к этому вопросу мы вернемся в связи с формулой (17.27).

Степень поляризации вдоль оси квантования определяется относительной долей пучка, ориентированного в направлении оси z ,

$$P_z = \frac{|a_1|^2 - |a_2|^2}{I} \quad (17.7)$$

и может быть записана в компактном виде

$$P_z = \frac{\text{Sp}(\rho\tau_z)}{\text{Sp}(\rho)}. \quad (17.8)$$

Пучок полностью характеризуется интенсивностью, степенью поляризации в данном направлении и относительной фазой величин a_1 и a_2 , которая определяется недиагональными элементами ρ . Матрицу ρ всегда можно привести к диагональному виду. Но недиагональные элементы не могут обращаться в нуль, за исключением того случая, когда a_1 или a_2 обращаются в нуль, так что матрица ρ_{ij} всегда имеет вид

$$\rho = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{или} \quad \rho = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}. \quad (17.9)$$

В этом смысле пучок, представленный такой матрицей ρ , которая составлена при помощи определенной некоторой волновой функции, всегда является полностью поляризованным.

Для описания пучка в более общем случае мы должны лишь усреднить матрицу плотности, скажем, по N -состояниям, каждому из которых соответствует матрица плотности $\rho^{(\alpha)}$ и вес $\omega(\alpha)$

$$\overline{\rho_{ij}} = \sum_{\alpha=1}^N \rho_{ij}^{(\alpha)} \omega(\alpha) \equiv \overline{\psi_i \psi_j^\dagger}. \quad (17.10)$$

Матрица плотности $\overline{\rho}$ в этом так называемом смешанном случае (определенная волновая функция отсутствует) менее ограничена. Например, $\overline{\rho}_{12}$ может обращаться в нуль, в то время как $\overline{\rho}_{11}$ и $\overline{\rho}_{22}$ остаются конечными благодаря сокращению недиагональных членов $\overline{\rho}_{12}^{(\alpha)}$ в различных матрицах. Результирующая матрица $\overline{\rho}$ дает наиболее общее описание спиновых свойств пучка частиц со спином $1/2$. Так как любую двухрядную матрицу можно представить в виде линейной комбинации матриц Паули (и единичной

матрицы \mathbf{I}), то величину ρ можно записать в следующем виде:

$$\rho = a\mathbf{I} + \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (17.11)$$

Постоянные a и \mathbf{b} можно выбрать так, чтобы они имели прямой физический смысл. Заметим, что полная интенсивность пучка выражается следующим образом:

$$I = \text{Sp}(\bar{\rho}) = 2a,$$

так как $\text{Sp}[(\boldsymbol{\sigma}_m)] = 0$. Степень и направление поляризации определяются вектором \mathbf{P} . Из формулы (17.11) и циклических соотношений между матрицами Паули

$$\sigma_x \sigma_y = -\sigma_y \sigma_x = i\sigma_z \quad \text{при} \quad \sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = 1$$

можно получить выражение для компонент \mathbf{P} в следующем виде:

$$(\mathbf{P}_m) \equiv \frac{\text{Sp}[\bar{\rho}(\boldsymbol{\sigma})_m]}{\text{Sp}(\bar{\rho})} = \frac{2(\mathbf{b})_m}{2a},$$

где индекс m обозначает компоненту вектора в направлении m . Таким образом, матрицу плотности произвольного пучка можно записать, опуская черту усреднения на $\bar{\rho}$, следующим образом:

$$\rho = \frac{1}{2} I (\mathbf{I} + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}). \quad (17.12)$$

Полностью поляризованный пучок, например, в направлении оси $+z$, описывается матрицей плотности

$$\rho = \frac{1}{2} I (\mathbf{I} + \sigma_z) = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

а неполяризованный пучок, вектор поляризации которого $\mathbf{P} = 0$, должен описываться матрицей плотности

$$\rho = \frac{1}{2} I \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} I \mathbf{I}.$$

Таким способом произвольный пучок частиц со спином $1/2$ можно охарактеризовать четырьмя вещественными и измеримыми числами I и \mathbf{P} (см. Толхук и Де-Гроот [76] или Мак-Мастер [54]).

2. МАТРИЦА РАССЕЙНИЯ

Для рассмотрения процессов столкновения либо поляризованных пучков частиц с мишенями, либо пучков частиц с поляризованными мишенями, либо поляризованных пучков частиц с поляризованными мишенями необходимо обобщить формулы для поперечных сечений рассеяния. В общем случае сечение является матрицей в спиновом пространстве, описывающем все альтернативные состояния системы, соответствующие различным ориентациям спинов. Мы будем рассматривать главным образом пучки частиц со спином $1/2$ и мишени со спином 0 (или неполяризованные мишени), поэтому поперечное сечение рассеяния будет выражаться аналогично матрице плотности в виде двухрядных матриц. (Опять-таки мы имеем частный случай более общего метода квантовой механики для рассмотрения столкновений любого типа, в которых возможны различные альтернативные результаты столкновений.)

Рассеяние можно представить как действие матричного оператора на вектор-столбец, описывающий волновую функцию падающего пучка ϕ_0 , в результате которого возникает вектор-столбец, описывающий волновую функцию рассеянного пучка:

$$\phi_f = S\phi_0 \quad \text{и} \quad \phi_f^\dagger = \phi_0^\dagger S^\dagger, \quad (17.13)$$

где S — матрица рассеяния. Если падающий пучок описывается матрицей плотности ρ_0 , то матрица плотности рассеянного пучка выражается следующим образом:

$$\rho_f = \overline{\phi_f \phi_f^\dagger} = \overline{(S\phi_0)(\phi_0^\dagger S^\dagger)} = S\rho_0 S^\dagger, \quad (17.14)$$

так как

$$\rho = \sum_{\alpha} \phi_{(\alpha)} \phi_{(\alpha)}^\dagger \omega(\alpha) = \overline{\phi_0 \phi_0^\dagger}. \quad (17.15)$$

Волновые функции могут быть нормированы так, чтобы математическое ожидание, соответствующее амплитуде рассеянной волны, давало дифференциальное поперечное сечение на единицу телесного угла $d\sigma/d\Omega$ при единичной плотности падающего пучка; тогда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Sp}(\rho_f)}{\text{Sp}(\rho_0)}. \quad (17.16)$$

Матрица S зависит, конечно, от угла рассеяния, энергии падающего и рассеянного пучков и типа частиц; индексы строк и столбцов матрицы определяют спиновую зависимость. Так же, как и в случае матрицы плотности ρ , матрица рассеяния S может быть записана в виде следующей линейной комбинации:

$$S = g\mathbf{1} + \mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (17.17)$$

где скаляр g и вектор \mathbf{h} являются комплексными функциями угла, энергии и типа частиц.

Использование спинового вектора $\boldsymbol{\sigma}$ в формуле (17.17) является практически незаменимым способом при проведении вычислений, связанных с поляризационными процессами, но оно несколько затемняет простые физические соотношения. Прежде чем разобрать наиболее важные для практики случаи при помощи формулы (17.17), небесполезно будет рассмотреть несколько очень простых случаев непосредственно.

Рассмотрим матрицу S -рассеяния для случая, когда все поляризационные эффекты связаны с определенным фиксированным направлением оси квантования. Тогда матрицу S можно записать в диагональной форме

$$S = \begin{pmatrix} a_+ & 0 \\ 0 & a_- \end{pmatrix}, \quad (17.18)$$

где a_+ — амплитуда рассеяния для случая, когда спин падающей частицы направлен вверх, а a_- — амплитуда рассеяния для случая, когда спин частицы направлен вниз. Если начальный пучок неполяризован и описывается матрицей плотности

$$\rho_0 = \frac{1}{2} I \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

то после рассеяния он становится поляризованным и его матрица плотности приобретает вид

$$\rho_1 = S\rho_0 S^\dagger = \frac{1}{2} I \begin{pmatrix} |a_+|^2 & 0 \\ 0 & |a_-|^2 \end{pmatrix},$$

а степень поляризации будет

$$P = \frac{|a_+|^2 - |a_-|^2}{|a_+|^2 + |a_-|^2}. \quad (17.19)$$

Для этого случая существенны только значения квадратов модулей $|a_+|^2$ и $|a_-|^2$; относительные фазы не влияют на результат. Если падающий пучок полностью поляризован

$$\rho_0 = I \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

то рассеянный пучок сохраняет полную поляризацию.

Если воспользоваться соотношением (17.17) при рассмотрении первого случая, то, выбирая в качестве оси квантования ось z , получаем

$$\begin{pmatrix} a_+ & 0 \\ 0 & a_- \end{pmatrix} = g + h_z \sigma_z = \begin{pmatrix} g + h_z & 0 \\ 0 & g - h_z \end{pmatrix}$$

и поляризация после рассеяния выражается следующим образом:

$$P = \frac{1}{2} \frac{|g + h_z|^2 - |g - h_z|^2}{|g|^2 + |h_z|^2} = 2 \operatorname{Re} \frac{gh_z^*}{|g|^2 + |h_z|^2}, \quad (17.20)$$

где поляризацию определяет вещественная часть произведения gh_z^* . Появляющаяся здесь интерференция между двумя членами формулы (17.17) является характерной для этого способа записи матрицы рассеяния; эффект рассеяния разделяется на две части, одна из которых не действует на спин, а другая может менять ориентацию спина, тогда как в первом способе, где используется формула (17.18), рассеяние разделяется на две части, которые дают амплитуды рассеяния для каждого направления спина. Метод записи, основанный на формуле (17.17), является очень удобным благодаря векторному характеру оператора спина.

Если в силу внешних условий рассеиватель каким-то образом ориентирован, как это имеет место для поляроида, то матрица S будет зависеть от направления этой ориентации. Мишень, поглощающая все частицы, спин которых ориентирован вверх, скажем, вдоль определенного направления A , будет характеризоваться матрицей следующего вида:

$$S = \operatorname{const} (I | A | + A \cdot \sigma). \quad (17.21)$$

Но если рассеяние происходит на неориентированной мишени, то можно утверждать, что матрица S не будет зависеть от какого бы то ни было внешнего направления, а будет зависеть только от геометрии столкновения, т. е. от начального и конечного векторов импульса \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_f (в системе, в которой мишень покоится). Величина g должна быть скаляром, а вектор \mathbf{h} — аксиальным вектором (так как $\boldsymbol{\sigma}$, аналогично $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$, является псевдовектором или аксиальным вектором в обыкновенном трехмерном пространстве). Из векторов \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_f можно построить обычный скаляр $\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}_f$, зависящий только от косинуса угла рассеяния $\cos \theta = \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}_f / |\mathbf{k}_0| \cdot |\mathbf{k}_f|$, и аксиальный вектор $\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_f$. Поэтому наиболее общий возможный вид матрицы S для рассеяния частицы со спином $1/2$ на неориентированной мишени можно записать следующим образом:

$$S = g(\theta, E_0, E) \mathbf{I} + h(\theta, E_0, E_f) \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (17.22a)$$

где в качестве аргументов использованы энергии E_0 и E_f вместо абсолютных значений импульсов, а единичный вектор \mathbf{n} , перпендикулярный плоскости, которая содержит начальный и конечный импульсы, определяется следующим образом:

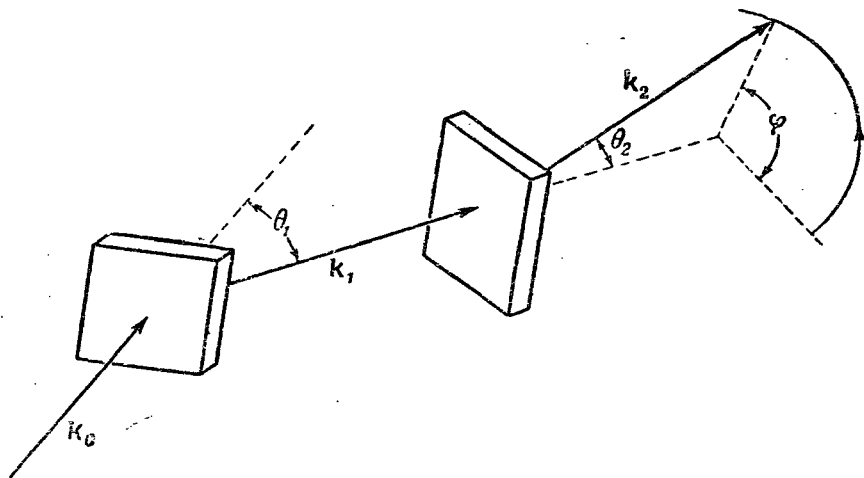
$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_f}{|\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_f|}. \quad (17.22b)$$

Выражение (17.22a) является основным для всех вычислений, связанных с поляризацией нуклонных пучков. [Обычно при написании формулы (17.22a) единичную матрицу \mathbf{I} мы будем опускать.]

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКОВ

Для видимого света и тепловых нейтронов существуют ориентированные рассеиватели: как отдельные, так и ориентированные кристаллы в случае света или магнитным образом ориентированные ядра в случае медленных нейтронов. Неполяризованный пучок может быть поляризован при прохождении одного слоя рассеивателя и его поляризационные свойства можно исследовать по рассеянию в другом слое рассеивателя. Геометрия поляризации определяется некоторым внешним направлением. Для нуклонных пучков

не существует таких устройств, за исключением случаев малых энергий, когда ориентация атомов может влиять на длинноволновые нуклоны. Эти опыты рассмотрены в п. 4. Обычно первичные нуклонные пучки являются неполяризованными и изучаются по результатам взаимодействия с неполяризованными и неориентированными слоями рассеивателя. Такое изучение становится возможным благодаря тому, что неполяризованный пучок становится в результате первого рассеяния частично поляризованным и характер этой поляризации можно изучать по ее влиянию на интенсивность рассеяния под разными углами при последующих рассеяниях уже однажды рассеянных пучков.



Ф и г. 18. Геометрия опыта по двойному рассеянию, имеющего целью обнаружение поляризации.

Начальный неполяризованный пучок нуклонов с волновым вектором k_0 падает на первую мишень. Он рассеивается на угол θ_1 и движется в новом направлении k_1 . Затем, рассеиваясь вторично на второй мишени, пучок движется в направлении k_2 , определяемом углом рассеяния θ_2 и азимутальным углом φ . Измерение поляризации, возникающей при первом рассеянии, проводится путем наблюдения зависимости интенсивности дважды рассеянного пучка от угла φ .

Рассмотрим неполяризованный пучок с точно определенной энергией и направлением. Обозначим его направление до рассеяния через k_0 и пусть после рассеяния он приобретает энергию и направление, определяемые импульсом k_1 (фиг. 18). Результирующий пучок определяется следу-

ющей матрицей плотности:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= S_1 \rho_0 S_1^\dagger = \frac{1}{2} I (g_1 + h_1 \mathbf{n}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}) (g_1^* + h_1^* \mathbf{n}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}), \\ g_1 &= g_1(\theta_1, E_1, E_0), \\ h_1 &= h_1(\theta_1, E_1, E_0). \end{aligned} \quad (17.23)$$

Поляризация этого однократно рассеянного пучка определяется вектором

$$\mathbf{P}_1 = P_1 \mathbf{n}_1, \quad (17.24)$$

$$P_1(\theta_1, E_1, E_0) = 2 \operatorname{Re} \frac{g_1 h_1^*}{|g_1|^2 + |h_1|^2},$$

где \mathbf{n}_1 можно найти при помощи формулы (17.226). Пусть, далее, этот однажды рассеянный пучок рассеивается на второй мишени, и результирующий двукратно рассеянный пучок имеет импульс \mathbf{k}_2 . Этот пучок определяется матрицей плотности

$$\begin{aligned} \rho_2 &= S_2 \rho_1 S_2^\dagger, \quad S_2 = g_2 + h_2 \mathbf{n}_2 \cdot \boldsymbol{\sigma} \\ \mathbf{n}_2 &= \frac{\mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2}{|\mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2|}. \end{aligned}$$

Если пучок с импульсом \mathbf{k}_1 , падающий на второй рассеиватель, был поляризован, а второй рассеиватель можно охарактеризовать той поляризацией \mathbf{P}_2 , которая возникла бы при прохождении через него неполяризованного пучка,

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_2 &= P_2 \mathbf{n}_2, \\ P_2 &= 2 \operatorname{Re} \frac{g_2 h_2^*}{|g_2|^2 + |h_2|^2}, \end{aligned} \quad (17.25)$$

то P_1 и P_2 можно сделать равными или приблизительно равными, если правильно подобрать углы θ_1 и θ_2 ; равенство в общем случае является только приближенным в силу условия опыта, а также благодаря потерям энергии (измеренным в лабораторной системе) пучком после первого рассеяния, даже если оно было упругим. Переходя к рассмотрению пучка, выходящего из второго рассеивателя, мы можем измерить дифференциальное поперечное сечение [формула (17.16)], где

$$\frac{d\sigma_2}{d\Omega} = \frac{\operatorname{Sp}(\rho_2)}{\operatorname{Sp}(\rho_1)};$$

вычисляя соответствующие произведения, получаем

$$\frac{d\sigma_2}{d\Omega} = (|g_2|^2 + |h_2|^2) [1 + P_1(\theta_1) P_2(\theta_2) \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2], \quad (17.26)$$

здесь мы использовали следующее соотношение (Дирак):

$$(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\sigma})(\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma}) = \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} + i \mathbf{a} \times \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma}.$$

Результат, полученный из формулы (17.26), является непосредственно измеряемым, так как он содержит изменение измеряемой интенсивности двухкратно рассеянного пучка в зависимости от азимутального угла.

Предположим сначала для простоты, что первый и второй рассеиватели лежат в одной и той же плоскости, тогда дифференциальное поперечное сечение выражается следующим образом:

$$\frac{d\sigma_2}{d\Omega} = (|g_2|^2 + |h_2|^2) (1 \pm P_1 P_2), \quad (17.27)$$

где знак «+» или «-» зависит от того, являются ли векторы $\mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2$ параллельными или антипараллельными, т. е. лежит ли угол θ_2 вправо или влево от направления пучка k_1 . Из этой лево-правой асимметрии e можно измерить поляризацию

$$e_{l-r} = \frac{d\sigma_2^l - d\sigma_2^r}{d\sigma_2^l + d\sigma_2^r} = P_1 P_2. \quad (17.28)$$

Если условия подобраны так, что $P_1 \approx P_2$, то формула (17.28) дает $P_1 = \sqrt{e}$. Если оба рассеивателя не лежат в одной плоскости, то для измерения угла между первой и второй плоскостями рассеяния вводится азимутальный угол φ (см. фиг. 18). Поперечное сечение в общем случае имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma_2(\theta_2, \varphi)}{d\Omega} = (|g(\theta_2)|^2 + |h(\theta_2)|^2) [1 + P_1(\theta_1) P_2(\theta_2) \cos \varphi]. \quad (17.29)$$

Такая зависимость рассеяния от угла φ действительно наблюдалась. При двухкратном рассеянии как нейтронов, так и протонов мишенями, состоящими из ядер со спином 0 или из неориентированных ядер, наблюдаемая асим-

метрия достигала $e \sim 50\%$ или $P \sim 70 - 90\%$ при энергиях выше ~ 100 Мэв. Это означает, что g и h весьма близки по величине по крайней мере при определенных углах.

Если падающий пучок полностью поляризован, то формула (17.29) дает лево-правую асимметрию для однократного рассеяния полностью поляризованного пучка; это можно рассматривать как простейшее физическое значение величины P .

При заданной энергии и угле матрица S , характеризующая столкновения частиц определенного типа со спином $1/2$ на данной мишени, согласно формуле (17.22), полностью определяется двумя комплексными функциями g, h , которые можно записать в виде

$$g(\theta, E) = |g| e^{i\alpha_0}, \quad h(\theta, E) = |h| e^{i\alpha},$$

так что

$$S = e^{i\alpha_0} (|g| + |h| e^{i(\alpha - \alpha_0)} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}).$$

Абсолютная фаза α_2 амплитуды рассеяния имеет физическое значение только при возможной интерференции с амплитудами рассеяния, возникающими от различных взаимодействий, так что в случае чисто ядерного рассеяния матрица S определяется тремя вещественными параметрами g, h и $(\alpha - \alpha_0)$. Обычное однократное рассеяние неполяризованных пучков, измеряемое при помощи нечувствительных к поляризации детекторов, позволяет определить поперечное сечение, т. е. $|g|^2 + |h|^2$. Двухкратное рассеяние позволяет измерить поляризацию, что, согласно формуле (17.29), определяет величину $|g||h| \cos(\alpha - \alpha_0)$. Однако третий параметр остается в этих опытах неопределенным. Опыт по трехкратному рассеянию, который можно себе представить как опыт, анализирующий действие рассеивателя на частично поляризованный пучок, может определить третье соотношение между $|g|, |h|$ и $(\alpha - \alpha_0)$ и, таким образом, полностью определить матрицу рассеяния с точностью до фазового множителя $e^{i\alpha_0}$. Трехкратное рассеяние может быть рассчитано теми же методами (см. Вольфенштейн [83]).

Эту теорию можно применить также и к более сложным случаям, чем случай рассеяния пучка частиц со спином $1/2$ на рассеивателе со спином 0. Например, изучалось

рассеяние дейтронов на мишени со спином 0. В этом случае матрица рассеяния является трехрядной квадратной матрицей, так как для дейтрона, спин которого равен 1, возможны три ориентации. Азимутальная зависимость двухкратного рассеяния имеет при этом вид

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = a(\theta_2) + b(\theta_2) \cos \varphi + c(\theta_2) \cos 2\varphi$$

вместо более простой формулы (17.29). Эта зависимость предсказывается теорией. По-видимому, наиболее интересно распространить теорию на четырехрядное спиновое пространство, которое требуется, чтобы описать рассеяние нуклонов нуклонами, содержащее хорошо известный для системы из двух частиц со спином $1/2$ спиновый квартет (синглет плюс триплет). Матрица рассеяния, описывающая, например, столкновения протонов с протонами при заданных энергии и угле, определяется в общем случае не менее чем девятью вещественными параметрами. Они могут быть в принципе определены только при помощи поляризованных мишеней с использованием повторных рассеяний, опытов по корреляции спинов, включающих обе сталкивающиеся частицы, и магнитных полей.

4. ОПЫТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Магнитная поляризация тепловых нейтронов. Поляризованные нейтроны были впервые получены путем пропускания тепловых нейтронов через намагниченные железные мишени, которые могут служить как поляризаторами, так и анализаторами. Поляризация возникает здесь благодаря ориентации рассеивающих центров по отношению к направлению внешнего магнитного поля. Ядра мишени при этом не ориентированы (при обычных температурах и обычных полях); единственными ориентированными элементами рассеивателя являются электроны атома железа. Они могут воздействовать на спин нейтрона благодаря тому, что нейтрон обладает магнитным дипольным моментом, который взаимодействует с магнитным моментом электрона, и энергия магнитного взаимодействия зависит от относительной ориентации магнитных моментов. Хотя энергия этого взаимодействия мала, тем не менее взаимодей-

ствие распространяется на весь объем атома. Если атом рассеивает более или менее как целое, то результирующая амплитуда рассеяния атомом оказывается того же порядка величины, что и амплитуда рассеяния ядерного взаимодействия, которое гораздо интенсивнее, но локализовано в малом объеме. Для осуществления этого большого эффекта необходимо, чтобы длина волны нейтрона была сравнима с атомными размерами, поэтому должны быть использованы тепловые нейтроны. Нейтроны большей энергии с гораздо более короткой длиной волны не рассеиваются заметным образом атомами, так как в этом случае рассеяние от различных частей атомного магнитного поля интерферирует деструктивным образом, за исключением случая рассеяния вперед.

Этот процесс можно описать, лишь слегка видоизменив общие методы, развитые в этом параграфе. Амплитуда рассеяния нейтрона будет содержать ядерную часть, не зависящую от атомного магнитного момента, и магнитную часть, которая должна зависеть от направления магнитного момента атома \mathbf{m} . Таким образом, общая матрица рассеяния S имеет вид

$$S = a + b\sigma \cdot \mathbf{m}, \quad (17.30)$$

причем \mathbf{m} определяется внешними магнитными полями, и поэтому нам можно не использовать ограничение, с учетом которого выведена формула (17.22), о независимости S от направления в пространстве. Так как обыкновенно употребляются толстые мишени, то мы не будем вычислять рассеяние непосредственно через S , а рассмотрим результаты повторяющихся рассеяний, вызываемых слоями рассеивателя толщиной dx . Результат такого рассеяния мы запишем в следующем виде:

$$\frac{d\rho(x)}{dx} = \frac{1}{\lambda} (1 + \mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \rho(x); \quad (17.31)$$

здесь $\rho(x)$ является матрицей плотности на толщине x , λ — средняя эффективная длина свободного пробега в веществе и \mathbf{M} — вектор, описывающий эффект магнитного рассеяния.

Вектор \mathbf{M} определяется внешним намагничиванием и магнитными свойствами вещества. Выражение типа

($M \cdot \sigma$) является общим, и его можно представить себе как результат повторяющегося применения операций S и S^\dagger .

При помощи обычного интегрирования для толстой мишени получаем

$$\begin{aligned} \rho(x) &= e^{-(x/\lambda)(1+M \cdot \sigma)} = \\ &= e^{x/\lambda} \left(\operatorname{ch} \frac{Mx}{\lambda} + M \cdot \sigma \operatorname{sh} \frac{Mx}{\lambda} \right) \rho(0), \end{aligned} \quad (17.32)$$

откуда непосредственно можно получить поляризационные свойства. Намагничивание вещества приводит к следующему относительному изменению интенсивности неполяризованного пучка, проходящего через это вещество:

$$\begin{aligned} \frac{\operatorname{Sp}(\rho_M - \rho_0)}{\operatorname{Sp}(\rho_0)} &= \operatorname{ch} \frac{Mx}{\lambda} - 1 \approx \\ &\approx \frac{1}{2} \left(\frac{Mx}{\lambda} \right)^2, \quad \text{если } \frac{Mx}{\lambda} \ll 1; \end{aligned} \quad (17.33)$$

при этом прошедший пучок имеет поляризацию

$$P = \frac{\operatorname{Sp}(\rho_\sigma)}{\operatorname{Sp}(\rho)} = M \operatorname{th} \frac{Mx}{\lambda}. \quad (17.34)$$

Этот поляризованный пучок можно направить на другой намагниченный образец, действующий как анализатор, и все это устройство становится полностью похожим на систему с пучком света, проходящим через две призмы Николя. Направление поляризации в этом случае фиксируется внешними условиями, а не плоскостью рассеяния, как это было в рассмотренном ранее случае неориентированных мишеней. Поляризация неориентированными мишенями полностью аналогична поляризации света при релеевском рассеянии.

Истинное значение λ и направление величины M задать трудно. Они зависят не только от энергии нейтрона и ядерных свойств вещества, но и от его решетки, а также от атомных, микрорешетчатых свойств и структуры магнитных доменов. Их изучение является специальным вопросом физики твердого тела.

Основное использование этого явления в ядерной физике состояло в определении магнитного момента свободного

нейтрона. Для этого при помощи магнита-поляризатора получался частично поляризованный нейтронный пучок, который затем пропусклся через анализатор. В пространстве между поляризатором и анализатором, через которое проходил пучок, создавалось однородное магнитное поле. Такое однородное поле не влияет на спин нейтрона. Но если к нему добавляется слабое радиочастотное поле, то оно вызывает переходы между различающимися по энергии состояниями нейтрона, в которых спины параллельны и антипараллельны однородному полю B . Резонансная частота для таких переходов дается соотношением

$$\hbar\omega_0 = 2B \cdot \mu, \quad (17.35)$$

а магнитный момент можно измерить, наблюдая, при какой частоте ω_0 поляризационное состояние нейтронов в пространстве между поляризатором и анализатором меняется, что можно регистрировать, следя за изменением интенсивности пучка, прошедшего через анализатор. Как мы видели в § 8, этот метод может дать чрезвычайно точные результаты, в особенности если измерять не абсолютное значение μ , а отношение μ_1/μ_2 .

Если плоско поляризованное радиочастотное поле заменить поляризованным по кругу (т. е. вращающимся вместо простого синусоидального), то можно определить также и *знак* магнитного момента. В этом случае резонансное поглощение будет происходить лишь тогда, когда направление вращения поля совпадает с направлением ларморовой прецессии нуклонного момента в однородном поле. Этот метод дает результаты, подтверждающие косвенные данные об отрицательном знаке магнитного момента нейтрона.

Были выполнены некоторые работы по поляризации нейтронов, причем в качестве мишеней использовались парамагнитные соли, в которых ядра были ориентированы при помощи сильных магнитных полей при очень низких температурах. Полученные результаты представляют интерес главным образом для изучения явлений при низких температурах.

Поляризация при рассеянии нуклонов нуклонами. При малых энергиях рассеяние нуклонов не может приводить к поляризации, так как в рассеянии участвует только

S-волна. Поляризация при рассеянии нейтронов протонами и протонов протонами остается ненаблюдаемо малой до энергии 100 Мэв. Но при дальнейшем увеличении энергии опыты показывают сильную поляризацию при рассеянии нуклонов нуклонами. Наблюдаемая поляризация меняется в зависимости от энергии таким сложным образом, что, например, в рассеянии протонов протонами для объяснения результатов, относящихся к энергии 200 Мэв, необходимо учитывать парциальные волны по крайней мере до $l=3$. Было установлено, что в области энергий несколько ниже 400 Мэв поляризация при рассеянии протонов протонами достигает максимального значения порядка 40% при определенных значениях углов рассеяния и энергий. Рассеяние нейтронов протонами обладает аналогичными свойствами.

В п. 3 отмечалось, что для полного описания рассеяния нуклонов нуклонами для каждого значения энергии и угла рассеяния необходимо провести измерение не менее девяти вещественных чисел. Эта невероятно сложная задача даже при современной технике измерения трехкратных рассеяний и корреляции с поляризацией нуклонов отдачи будет решена не скоро.

Поляризация при рассеянии нуклонов ядрами. В области энергий выше 100 Мэв поляризация пучка нейтронов наблюдалась при рассеянии на ядрах тяжелее Ве. Отметим две основные черты этой поляризации, которые можно извлечь из весьма обширных и запутанных данных:

1. При некоторых значениях энергий и углов поляризация может достигать 90%, хотя при рассеянии нуклонов нуклонами она не превышает 40%. Такая поляризация наблюдалась на мишенях из различных ядер.

2. Высокая степень поляризации экспериментально связывается с упругим рассеянием. Чем ближе энергия рассеянного пучка к энергии падающего пучка, тем больше поляризация. Действительно, угловое распределение поляризации соответствует угловому распределению дифракционного рассеяния; упругий характер рассеяния, вызывающего поляризацию, подтверждается прямым измерением энергии.

Тамор [73] дал качественное объяснение этим двум неожиданным явлениям. Он заметил, что матрицу рассея-

ния нуклона нуклоном можно записать в следующем виде:

$$S = a + b(\sigma_1 \cdot \mathbf{n})(\sigma_2 \cdot \mathbf{n}) + c(\sigma_1 + \sigma_2) \cdot \mathbf{n} + \\ + e(\sigma_1 \cdot \mathbf{x})(\sigma_2 \cdot \mathbf{x}) + f(\sigma_1 \cdot \mathbf{p})(\sigma_2 \cdot \mathbf{p}), \quad (17.36)$$

где индексы 1, 2 соответствуют двум нуклонам, а символы \mathbf{n} , \mathbf{x} и \mathbf{p} обозначают три ортогональных единичных вектора

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f}{|\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f|}, \quad \mathbf{x} = \frac{\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i}{|\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i|}, \quad \mathbf{p} = \mathbf{n} \times \mathbf{x}. \quad (17.37)$$

Если начальная поляризация направлена вдоль \mathbf{n} , то в формуле (17.36) столкновения, при которых значение S_z меняет знак, описываются только членами, содержащими коэффициенты e и f . Такие столкновения можно назвать столкновениями с опрокидыванием спина. Если опрокидывание спина происходит у падающей частицы 1, то нуклон отдачи 2 также должен испытать опрокидывание спина. Если мы допускаем только упругие столкновения и нуклон 2 связан в ядре, то опрокидывание спина частицы 2 запрещено, так как оно должно приводить к другому состоянию ядра. Это утверждение справедливо в той степени, в какой действие ядра можно рассматривать как сумму эффектов, вызванных рассеянием на свободных нуклонах, подобное приближение должно быть хорошим при этих энергиях. Таким образом, члены с коэффициентами e и f не могут приводить к упругому рассеянию. Но эти члены не приводят также в силу своей симметрии и к поляризации. Ввиду того что они не участвуют в упругом рассеянии, интенсивность поляризованного пучка остается неизменной, а полное поперечное сечение при этом уменьшается, так что относительное число поляризованных нуклонов при упругом рассеянии ядрами должно возрасти по сравнению с тем значением, которое следует ожидать при столкновении нуклонов с нуклонами, как это и наблюдалось. В действительности член с коэффициентом b также меняется и при запрете опрокидывания спина, так что нельзя показать, что увеличение поляризации всегда должно иметь место. Можно показать лишь, что увеличивается максимально возможная поляризация.

§ 18. КРАТКИЙ ОЧЕРК МЕЗОННОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Рассмотрим теперь вопрос о том, насколько можно считать установленным, что силы между нуклонами переносятся мезонами. Количественное объяснение ядерных сил на основе мезонной теории является пока весьма предварительным и неполным, но эта теория представляет собой плодотворный подход к решению вопроса о природе ядерных сил, и можно ожидать, что она будет быстро развиваться в будущем.

При описании кулоновских сил между двумя зарядами мы вводим электрическое поле, окружающее заряд, и рассматриваем действие окружающего данный заряд поля на другие заряды. Аналогично мы можем ввести новое «ядерное поле», окружающее каждый нуклон, и рассматривать ядерные силы как результат действия ядерного поля, окружающего один нуклон, на второй нуклон и наоборот.

В квантовой теории каждое поле должно быть «проквантовано». В случае электромагнитного поля эта процедура приводит к концепции световых квантов (фотонов). «Кванты» ядерного поля сил называются мезонами. Юкава, впервые предложивший мезонную теорию [85], показал, что если приписать мезону конечную массу покоя m , то радиус действия сил, возникающих благодаря этому мезонному полю, равен комптоновской длине волны мезона h/mc . Электромагнитное поле в противоположность ядерному плавно уменьшается пропорционально квадрату расстояния, поэтому электромагнитному полю можно приписать бесконечный радиус действия, что соответствует нулевой массе покоя фотона. Эффективный радиус ядерных сил, как мы видели, имеет порядок величины $2 \cdot 10^{-13}$ см, и поэтому следует ожидать, что масса мезона должна быть порядка 200 масс электрона. И действительно, приблизительно через два года после появления теории Юкавы в космическом излучении были открыты частицы с массой около 200 масс электрона.

В 1947 г., когда появилось первое издание этой книги, свойства мезонов, присутствующих в большом количестве в космических лучах на уровне моря, были довольно хорошо известны. Эти мезоны были названы μ -мезонами (см. § 7). Было естественно думать, что μ -мезоны и являются части-

цами Юкавы, но два результата, полученные в том же году, привели к другим представлениям, которые и существуют в настоящее время: частица Юкавы является не μ -мезоном, а короткоживущим π -мезоном, по отношению к которому μ -мезон является дочерним продуктом.

Первым из этих результатов явилось наблюдение Конверси и др., которые показали, что для элементов до $Z \sim 6$ отрицательно заряженные μ -мезоны, останавливаясь в веществе, преимущественно подвергаются β -распаду, а не ядерному захвату. Так как скорость μ -мезона на K -оболочке углерода составляет приблизительно 10^9 см/сек, то он проходит за время своей жизни порядка 1 мксек путь 10^3 см. На большей части этого пути мезон проходит через ядерное вещество. В самом деле, относительный объем мезонной K -оболочки углерода, занятой ядерным веществом, составляет (в обычных обозначениях)

$$\left(\frac{\text{Радиус ядра}}{\text{Радиус мезонной } K\text{-орбиты}} \right)^3 = \left(\frac{r_0 A^{1/3}}{\hbar^2 / m_\mu Z e^2} \right) \approx 3 \cdot 10^{-4}. \quad (18.1)$$

Отсюда следует, что средняя длина пути мезона в ядерном веществе составляет несколько миллиметров. Очевидно, что, если μ -мезон настолько сильно взаимодействует с нуклонами, чтобы являться причиной ядерных сил, средняя длина пробега его в ядре должна быть такой же, как и для нуклона, т. е. только $\sim 10^{-13}$ см. Это противоречие слишком резко, чтобы его можно было отнести за счет грубости такой оценки. Оно было объяснено только, когда Поуэлл в 1947 г. в своих известных исследованиях с фотоэмульсиями обнаружил, что π -мезон распадается с образованием μ -мезона. Кроме того, Поуэлл непосредственно наблюдал сильные взаимодействия между π -мезонами и ядрами. Все это позволило утверждать, что теория Юкавы относится не к μ -мезонам, а к π -мезонам. В настоящее время π -мезон является не только частицей космических лучей, его получают в лаборатории и свойства его хорошо изучены (см. § 8).

Чтобы определить характер ядерных сил в мезонной теории, по крайней мере в первом приближении, мы выведем уравнение мезонного поля, аналогичное уравнению $\nabla^2 \psi = -4\pi r$, описывающему статическую часть электромагнитного поля. Волновое уравнение, описывающее поле, должно быть уравнением Шредингера для кванта поля,

в нашем случае мезона. Из опыта известно, что спин π -мезона равен нулю. Релятивистским волновым уравнением для такой частицы с конечной массой покоя m является уравнение Клейна — Гордона

$$\nabla^2 \psi + \frac{1}{\hbar^2 c^2} [(E - V)^2 - (mc^2)^2] \psi = 4\pi\rho, \quad (18.2)$$

где

$$E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad (18.3)$$

а величина ρ в этом случае пропорциональна плотности нуклонов. В свободном пространстве $V=0$. Для *статического* мезонного поля, согласно (18.3), мы должны положить $E=0$. Далее, если рассматривать в качестве источника поля точечный нуклон, то уравнение Клейна — Гордона принимает следующий вид:

$$\nabla^2 \psi - \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi = 4\pi g_1 \delta(\mathbf{r}), \quad (18.4)$$

где δ обозначает дираковскую δ -функцию, а g_1 — постоянную, аналогичную заряду электрона в электродинамике.

Решением этого уравнения является функция

$$\psi = -\frac{g_1}{r} \exp \left[-\left(\frac{mc}{\hbar}\right) r \right], \quad (18.5)$$

а потенциал, действующий на второй нуклон, дается выражением

$$V = g_2 \psi, \quad (18.6)$$

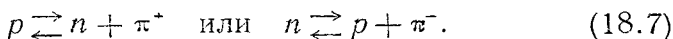
где g_1 и g_2 — эффективные нуклонные «заряды», или постоянные связи.

Изложенная здесь скалярная мезонная теория Юкавы приводит к требуемому значению радиуса действия ядерных сил при массе мезона, равной массе π -мезона, измеренное значение которой составляет 273 массы электрона. Это дает $\hbar/mc = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см. Эффективный радиус действия ядерных сил в синглетном состоянии равен приблизительно $2,2 \hbar/mc$, если взаимодействие имеет «форму Юкавы», даваемую формулой (18.5). Его значение примерно $2,6 \cdot 10^{-13}$ см, что несколько больше наблюдаемого значения

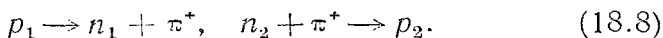
для эффективного синглетного радиуса; различие обычно приписывают эффекту высших приближений, в которых нуклоны могут одновременно обмениваться двумя или более мезонами. Так как в этой теории ядерная частица не меняет своей природы (т. е. заряда), то силы взаимодействия нейтрона с нейтроном, нейтрона с протоном и протона с протоном одинаковы. Однако эта теория не объясняет обменного характера ядерных сил, хорошо установленного на основании опытов по рассеянию при больших энергиях (см. § 16) и имеющего существенное значение для объяснения насыщения ядерных сил (см. § 15). В этой простейшей форме теория не объясняет также ни спиновой зависимости сил, ни наличия нецентральных сил. Поэтому теория должна быть видоизменена по ряду направлений.

1. ЗАРЯЖЕННЫЕ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ МЕЗОНЫ; СИММЕТРИЧНАЯ ТЕОРИЯ

Так как мезоны, впервые обнаруженные в космических лучах (μ -мезоны), были электрически заряжены (положительно или отрицательно), то была развита теория, в которой считалось, что силы переносятся заряженными мезонами. Согласно этой теории, могут иметь место следующие реакции:



Таким образом, протоны и нейтроны могут превращаться одни в другие посредством испускания или поглощения положительных и отрицательных мезонов. Частицы 1 и 2 могут взаимодействовать, например, по следующей схеме:



Это взаимодействие имеет то преимущество перед рассмотренным ранее взаимодействием, связанным с нейтральными мезонами, что оно дает обменные силы между нейтроном и протоном. Однако очевидно, что взаимодействие (18.8) может происходить только между протоном и нейтроном и не может иметь места между двумя одинаковыми нуклонами. Это противоречит опыту и исключает поэтому теорию заряженных мезонов. В связи с этим еще задолго

до открытия нейтральных мезонов была развита симметричная мезонная теория.

Открытие нейтральных мезонов π^0 и факт зарядовой независимости ядерных сил, который в настоящее время согласуется со всеми ядерными данными, дали основания применению симметричной мезонной теории (Кеммер, 1939 г.), согласно которой в переносе сил участвуют как положительные и отрицательные, так и нейтральные мезоны, описываемые тремя волновыми функциями ψ_1 , ψ_2 и ψ_3 . В этой теории существуют как силы взаимодействия нейтронов с нейтронами, так и протонов с протонами, причем они равны друг другу.

Эта теория лучше всего формулируется при помощи понятия изотопического спина. Уравнение (18.2) превращается теперь в систему трех уравнений соответственно трем зарядовым типам мезонов с волновыми функциями ψ_α :

$$\nabla^2 \psi_\alpha - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi_\alpha = 4\pi g_1 \tau_\alpha \delta(r), \quad (18.9)$$

где операторы τ_α действуют на зарядовую волновую функцию нуклона. Операторы τ_α выбираются так, чтобы испускание (или поглощение) заряженных мезонов происходило согласно схеме (18.7) и чтобы, кроме того, имело место испускание нейтральных мезонов в следующих реакциях:

$$\begin{aligned} n &\overset{\rightarrow}{\leftarrow} n + \pi^0, \\ p &\overset{\rightarrow}{\leftarrow} p + \pi^0. \end{aligned} \quad (18.10)$$

Мы будем требовать также зарядовой независимости, т. е. чтобы $|\tau|^2$ и τ_z были интегралами движения.

Рассмотрим реакцию (18.10), содержащую нейтральные мезоны. Обозначим оператор τ_α , соответствующий этому случаю, через τ_3 . Тогда оператор τ_3 должен оставлять протон протоном и нейтрон нейтроном

$$\begin{aligned} \tau_3 \psi_p &\sim \psi_p, & \psi_p &\equiv \gamma = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ \tau_3 \psi_n &\sim \psi_n, & \psi_n &\equiv \delta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}; \end{aligned} \quad (18.11)$$

здесь мы использовали зарядовые волновые функции в соответствии с формулой (15.13). Коэффициенты в фор-

мулах (18.11) не определяются только сохранением заряда; но так как мы хотим обеспечить выполнение зарядовой независимости, то можем выбрать их, записав

$$\tau_3 = \tau_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (18.12)$$

и τ_z будет сохраняться. Реакции (18.8) мы должны представить при помощи остальных двух компонент оператора: τ_1 и τ_2 ; поэтому должны иметь место следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \tau_1 \psi_p &= 0, & \tau_1 \psi_n &= c_1 \psi_p, \\ \tau_2 \psi_n &= 0, & \tau_2 \psi_p &= c_2 \psi_n, \end{aligned} \quad (18.13a)$$

где постоянные c_1 и c_2 остаются в нашем распоряжении. Эти операторы можно выразить в виде линейных комбинаций операторов τ_x и τ_y (тождественных со спиновыми матрицами Паули σ_x и σ_y ; см. § 15)

$$\begin{aligned} \tau_1 &= c_1 \frac{\tau_x + i\tau_y}{2} = c_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \tau_2 &= c_2 \frac{\tau_x - i\tau_y}{2} = c_2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (18.13b)$$

причем необходимо еще выбрать постоянные. Мы сделаем это так, чтобы квадрат оператора полного изотопического спина $|\boldsymbol{\tau}|^2$ имел неизменные собственные значения. Если мы запишем

$$|\boldsymbol{\tau}|^2 = \tau_z^2 + \tau_x^2 + \tau_y^2 = \tau_z^2 + \frac{c_1 c_2}{2} (\tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_2) \quad (18.14)$$

и примем

$$c_1 = c_2 = \sqrt{2}, \quad (18.15)$$

то все условия будут выполнены. Заметим, что этот выбор соответствует выбору комплексных осей в плоскости xu в пространстве трех операторов изотопического спина $\boldsymbol{\tau} = (\tau_x, \tau_y, \tau_z)$. Так как в этом пространстве только ось z имеет физический смысл, то такой выбор допустим;

он означает, что скалярное произведение двух векторов τ следует определить в виде

$$\tau_a \cdot \tau_b = \tau_{3a}\tau_{3b} + \tau_{1a}\tau_{2b} + \tau_{2a}\tau_{1b},$$

отличающемся от обычного вида записи скалярного произведения при вещественных ортогональных осях.

Появление в формуле (18.15), постоянной $\sqrt{2}$, существенно связанной с требованием нормировки для $|\tau|$, обеспечивает взаимодействие заряженных мезонов (которые испускаются только одним из типов нуклонов для каждого знака заряда) с нуклонами с той же интенсивностью, что и взаимодействие нейтральных мезонов (которые могут испускаться как нейтроном, так и протоном). Наиболее интересной особенностью симметричной теории является то, что, как можно видеть из формулы (18.12), нейтральное мезонное поле нейтрона равно и противоположно по знаку нейтральному мезонному полю протона.

Потенциал взаимодействия между двумя нуклонами принимает теперь вид

$$V(r_{ij}) = -\frac{g^2}{r_{ij}} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{\hbar/mc}\right) \tau_i \cdot \tau_j, \quad (18.16)$$

где индексы i и j относятся к двум взаимодействующим нуклонам. Это взаимодействие является скаляром в пространстве изотопического спина и поэтому удовлетворяет требованию зарядовой независимости. Для этой цели и создавалась симметричная теория.

Из выражения (18.16) в случае скалярных мезонов легко видеть, что π -мезон не может быть скаляром, так как значение $\tau_1 \cdot \tau_2$, даваемое табл. 10, меняет знак, когда T меняет свое значение на 1 вместо 0. Как известно, силы взаимодействия протона с протоном в синглетном состоянии являются силами притяжения и поэтому силы взаимодействия нейтрона с протоном в основном состоянии дейтрона были бы в этой теории силами отталкивания, что является абсурдом.

2. СКАЛЯРНЫЕ И ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЕ МЕЗОНЫ

Из прямых экспериментов известно, что π -мезон имеет спин нуль. Поэтому его волновая функция имеет только одну компоненту. Но скалярная теория, как излагалось

выше, приводит к абсурдному результату. Остается только одна возможность для теории, и, чтобы рассмотреть ее, мы должны ввести новое физическое понятие, понятие внутренней четности.

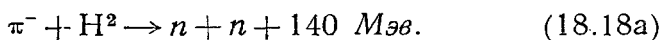
Внутренняя четность. Понятие внутренней четности является распространением понятия четности (см. § 8) в теории элементарных частиц. При выводе формулы (14.11) неявно предполагалось, что при инверсии координат пространственная волновая функция меняется только в силу замены $\mathbf{r}_k \rightarrow -\mathbf{r}_k$, так что $\psi(-\mathbf{r}_k) = K\psi(\mathbf{r}_k)$ [см. формулу (14.9)]. Но так как фаза волновой функции не является непосредственно измеримой величиной, то знак волновой функции может при инверсии измениться так же, как знак координат. Квадрат модуля волновой функции или относительные фазы нескольких волновых функций, т. е. наблюдаемые величины, не меняются от такого изменения знака. Если волновые функции всех частиц одинаковым образом меняются при отражении, то изменение знака волновой функции является чисто условной возможностью. Но если система содержит частицы разного типа с различным поведением волновой функции при отражении, то такое внутреннее изменение знака волновой функции при инверсии приобретает существенное значение. Для частицы, описываемой однокомпонентной волновой функцией, имеются две возможности

$$\psi(-\mathbf{r}_k) = \pm K\psi(\mathbf{r}_k), \quad (18.17)$$

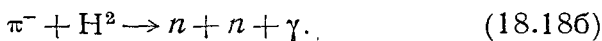
где K — постоянная, определяющая пространственное поведение волновой функции при отражении. Если в формуле (18.17) имеет место знак «+», то частица называется *скалярной*; если же имеет место знак «—», то частица называется *псевдоскалярной*. Это различие имеет значение только тогда, когда число или тип частиц, образующих систему, может меняться, так как знак полной волновой функции системы несуществен. В частности, если система меняется вследствие образования или исчезновения частицы с данной внутренней четностью, то могут наблюдаться явления, зависящие от внутренней четности. При таких изменениях пространственная четность системы после испускания или поглощения частицы должна компенсировать связанное с этим изменение внутренней четности.

Внутренняя четность π -мезона отрицательна (по отношению к нуклону, внутренняя четность которого принята положительной). Так как спин его равен нулю, то это значит, что π -мезон (аналогично тому, как вектор может быть аксиальным, а не полярным) является не скалярной, а псевдоскалярной частицей. (Псевдоскаляр меняет знак при изменении знака времени или при инверсии всех пространственных координат; относительно собственных преобразований Лоренца он является инвариантом.)

Типичным доказательством псевдоскалярного характера π -мезона является процесс захвата медленных отрицательных π -мезонов в дейтерии. Остановившийся π -мезон попадает в конечном счете на соответствующую внутреннюю атомную орбиту, на K -оболочку. Здесь он находится до тех пор, пока не захватывается протоном, вызывая реакцию



Альтернативной реакцией является испускание γ -излучения



Полный момент количества движения дейтрона и π -мезона, находящегося на K -оболочке, J , очевидно, равен 1, так как спин мезона равен 0. Поэтому два нейтрона отдачи в реакции (18.18a) также должны иметь $J = 1$ и, следовательно, могут находиться только в квантовом ${}^3P_1^-$ -состоянии. Принцип Паули запрещает все симметричные ${}^3S_1^-$, ${}^3D_1^-$, ${}^1P_1^-$ -состояния.

Если бы внутренняя четность системы не менялась при поглощении мезона, то конечное состояние должно было быть четным, как и начальное состояние дейтрона, так как начальная пространственная волновая функция π -мезона является четной. Ее единственно возможное конечное ${}^3P_1^-$ -состояние, соответствующее реакции (18.18a), является *нечетным*. Поэтому сохранение четности требует, чтобы внутренняя четность π -мезона была *отрицательной*, так как обе реакции (18.18a) и (18.18b) наблюдались приблизительно одинаково часто. В *конечном состоянии, соответствующем реакции (18.18b), имеются три частицы и поэтому требование *сохранения четности не накладывает на него особых ограничений.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО МЕЗОНА С НУКЛОНОМ

Понятие внутренней четности является существенно релятивистским по своей природе, так как оно связано с возникновением или исчезновением частиц, описываемых только в релятивистских квантовых теориях. Взаимодействие псевдоскалярного мезона с нуклоном может быть правильно представлено только при помощи теории Дирака с использованием оператора, обозначаемого обычно через γ_5 , матричные элементы которого связывают состояние нуклона с положительной энергией с состояниями антинуклона (отрицательные энергии) (см. § 20). Это значит, что в процессах обмена мезонами существенную роль играет виртуальное образование нуклон-антинуклонных пар. Эту возможность может последовательно учитывать только квантовая теория поля.

В нерелятивистском приближении псевдоскалярная теория приводит к появлению в гамильтониане системы нуклон плюс мезонное поле энергии взаимодействия, содержащей множитель $\sigma \cdot \nabla \psi_\alpha$, где σ — спин нуклона. Так как ψ_α является псевдоскаляром, σ — аксиальным вектором, а ∇ — полярным вектором, то произведение $\sigma \cdot \nabla \psi_\alpha$ инвариантно по отношению к инверсии пространственных координат и, следовательно, гамильтониан, как и требуется, является скаляром.

Если мы предположим, что нуклоны являются точечными частицами, движущимися с нерелятивистскими скоростями, то уравнения поля можно решить в первом приближении, т. е. предполагая, что два нуклона обмениваются лишь одним мезоном. Это приводит к потенциалу взаимодействия между двумя нуклонами, имеющему следующий вид

$$V(\mathbf{r}_{ij}) = \frac{g^2}{(2M)^2} \boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j \left[S_{ij} \left(\frac{1}{r^3} + \frac{\mu}{r^2} + \frac{\mu^2}{3r} \right) e^{-\mu r} + \right. \\ \left. + \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \left(\frac{\mu^2 e^{-\mu r}}{r} - 4\pi\delta(\mathbf{r}) \right) \right], \quad (18.19)$$

где $\mu^{-1} = \hbar/mc$, $r = |\mathbf{r}_{ij}|$ и S_{ij} обозначает тензорные силы [см. формулу (14.1)]. Член $(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j)(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j)$ в формуле (18.19) дает центральные силы. Как в случае 3S -состояния, так и в случае 1S -состояния произведение $(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j)(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j) = -3$,

поэтому центральные силы в этих двух состояниях одинаковы и являются силами притяжения. Тензорные силы S_{ij} дают правильный знак квадрупольного момента дейтрона. Так как тензорные силы действуют в 3S -состоянии и не действуют в 1S -состоянии, то энергия первого состояния ниже последнего. Поэтому необходимо, чтобы центральные силы в 1S - и 3S -состояниях были одинаковы, что и дает формула (18.19); различие между длинами рассеяния, соответствующими этим состояниям, тогда должно приписываться тензорным силам. Ряд выполненных вычислений показывает, что при подходящей величине и форме центральных и тензорных сил — не тех, которые даются первым приближением [формулой (18.19)], — экспериментальные факты, относящиеся к 1S - и 3S -состояниям, могут быть действительно объяснены в предположении, что центральные силы в этих двух состояниях одинаковы.

Последний член в формуле (18.19) содержит δ -функцию и соответствует отталкиванию в S -состояниях. Точная δ -функция не сказывалась бы на энергетических уровнях, но, как отметил Леви в 1952 г., положения двух нуклонов никогда нельзя рассматривать как точно фиксированные, нуклоны должны быть размазаны вследствие квантовой неопределенности на область порядка по меньшей мере \hbar/Mc . Тогда член, содержащий $\delta(\mathbf{r})$, будет соответствовать малой и сильно отталкивающей сердцевине, которая предполагалась по совершенно другим причинам Ястровом (см. § 16). Радиус этой сердцевины оказывается равным двум или трем \hbar/Mc , т. е. приблизительно $1/3$ радиуса сил типа Юкавы \hbar/mc . К сожалению, наличие этой сердцевины следует из мезонной теории поля как для $T=0$, так и для $T=1$, в то время как из опытов по рассеянию при больших энергиях предположение о такой сердцевине, по-видимому, необходимо делать лишь при $T=1$.

Мы можем попытаться определить значение g так, чтобы потенциал (18.19) приводил к правильной длине рассеяния для 1S -состояния дейтрона. (В синглетном состоянии выбор проще благодаря отсутствию тензорных сил.) При выполнении этого условия приближенное значение величины $g^2/\hbar c = 17$, что можно сравнить с соот-

ветствующей величиной для электромагнитного поля, т. е. с постоянной тонкой структуры $e^2/\hbar c = 1/137$. Причиной того, почему так трудно получить надежные теоретические результаты из мезонной теории, является очень большое значение безразмерной постоянной связи $g^2/\hbar c$. Обычные методы теории возмущений квантовой теории поля хорошо применимы для рассмотрения электромагнитного поля при соответствующей ему малой постоянной $e^2/\hbar c$, но они полностью непригодны для рассмотрения сильно взаимодействующего мезонного поля. Поэтому до сих пор были развиты только весьма ориентировочные приближенные методы.

Очевидным является одно следствие, вытекающее из большой величины постоянной связи: весьма часто должны наблюдаться случаи, когда два нуклона обмениваются одновременно более чем одним мезоном. К счастью, нет нужды, вероятно, рассматривать обмен *очень большим* числом мезонов: если происходит обмен n -мезонами, то это приводит к взаимодействию, которое, как можно заключить на основании аргументов, подобных тем, которые приводят к формулам (18.16) или (18.19), приближенно пропорционально

$$\exp(-n\mu r);$$

отсюда следует, что радиус этих сил эффективно равен $1/n\mu$. Но на малых расстояниях имеется сильно отталкивающая сердцевина, к чему приводит наличие δ -функции в формуле (18.19). Эта сердцевина не позволяет нуклонам тесно сблизиться с заметной вероятностью; поэтому несущественно, добавляет ли обмен n мезонами притягивающее или отталкивающее взаимодействие на таких малых расстояниях и какова величина такого взаимодействия. По этой же причине взаимодействие нуклонов с более тяжелыми мезонами (например, K -мезонами, масса которых составляет ~ 1000 масс электрона) не будет сильно сказываться на ядерных силах при малых энергиях. (Отталкивающая сердцевина не связана с взаимодействием нуклона с этими тяжелыми мезонами, как одно время предполагалось, а возникает естественным образом благодаря взаимодействию с обычными π -мезонами.) Это заключение очень важно, так как по крайней мере в принципе делает вероят-

ной возможность решения проблемы ядерных сил, не связывая этого вопроса с требованием предварительно добиться понимания весьма сложного поведения тяжелых мезонов.

Конечно, когда сталкиваются два нуклона с очень большой энергией (порядка миллиардов электронвольт), то все эти аргументы становятся неприменимыми. В этом случае нуклоны *могут* проникать сквозь «сердцевины» друг друга или нарушать их структуру; экспериментально это явление проявляется во множественном образовании π -мезонов и в частом образовании тяжелых мезонов.

Ободренные общими аргументами о том, что только обмен сравнительно небольшим числом мезонов является существенным для ядерных сил при малых и средних энергиях, многие авторы энергично взялись за решение проблемы ядерных сил. При более полном рассмотрении задачи невозможно вывести потенциал взаимодействия двух нуклонов, который можно было бы использовать, чтобы записать дифференциальное уравнение Шредингера в конфигурационном пространстве. Вместо этого получается интегральное уравнение в импульсном пространстве. До настоящего времени такие расчеты не могли быть доведены до количественного согласия с экспериментом; тем не менее каждое утверждение, приведенное в § 16, п. 7, *качественно* следует из псевдоскалярной симметричной мезонной теории¹⁾. Сколько времени будет длиться такое положение в этом вопросе, мы не знаем.

¹⁾ Подобное же качественное или в этом случае полуколичественное понимание было достигнуто в вопросе о взаимодействии самих мезонов с нуклонами, проявляющееся в их рассеянии на нуклонах и их образовании при взаимодействии нуклонов с γ -лучами средних энергий (до 400—500 Мэв).

СЛОЖНЫЕ ЯДРА. БЕТА-РАСПАД

§ 19. СТРОЕНИЕ ЯДЕР

Детальное знание сил, действующих между нуклонами, должно дать возможность вычислить свойства всех ядер. Однако решить связанную с этим задачу многих тел, вероятно, можно только приближенно. Положение с этой рассчитанной на будущее заманчивой программой до сих пор еще неутешительно, хотя возможный путь к ее осуществлению был указан Бракнером [18]. В то же время много ясности в понимание природы и свойств всех ядер внесло использование различных более или менее физических моделей, позволяющих проводить вычисления.

1. МОДЕЛЬ ЖИДКОЙ КАПЛИ. ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ЭНЕРГИИ

Простейшая из этих моделей основывается на аналогии между ядром и каплей обыкновенной жидкости. Плотность вещества жидкой капли, как и плотность вещества ядра, однородна и не зависит от размеров капли, ограниченной поверхностным слоем. В этой весьма грубой модели ядра рассматриваются так, как если бы индивидуальные нуклоны не играли существенной роли и особые свойства ядер типа α -частицы не учитывались. Главное применение этой модели состоит в выводе формулы для энергий связи ядер. Выражение для дефекта массы ядра с массовым числом A можно записать в следующем виде:

$$M(A, Z) - A = -a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{z^2}{A^{1/3}}; \quad (19.1)$$

здесь первый член соответствует постоянной энергии связи на единицу объема ядерного вещества; второй член представляет собой поверхностную энергию, соответствующую

ной возможность решения проблемы ядерных сил, не связывая этого вопроса с требованием предварительно добиться понимания весьма сложного поведения тяжелых мезонов.

Конечно, когда сталкиваются два нуклона с очень большой энергией (порядка миллиардов электронвольт), то все эти аргументы становятся неприменимыми. В этом случае нуклоны *могут* проникать сквозь «сердцевины» друг друга или нарушать их структуру; экспериментально это явление проявляется во множественном образовании π -мезонов и в частом образовании тяжелых мезонов.

Ободренные общими аргументами о том, что только обмен сравнительно небольшим числом мезонов является существенным для ядерных сил при малых и средних энергиях, многие авторы энергично взялись за решение проблемы ядерных сил. При более полном рассмотрении задачи невозможно вывести потенциал взаимодействия двух нуклонов, который можно было бы использовать, чтобы записать дифференциальное уравнение Шредингера в конфигурационном пространстве. Вместо этого получается интегральное уравнение в импульсном пространстве. До настоящего времени такие расчеты не могли быть доведены до количественного согласия с экспериментом; тем не менее каждое утверждение, приведенное в § 16, п. 7, *качественно* следует из псевдоскалярной симметричной мезонной теории¹⁾. Сколько времени будет длиться такое положение в этом вопросе, мы не знаем.

¹⁾ Подобное же качественное или в этом случае полуколичественное понимание было достигнуто в вопросе о взаимодействии самих мезонов с нуклонами, проявляющееся в их рассеянии на нуклонах и их образовании при взаимодействии нуклонов с γ -лучами средних энергий (до 400—500 Мэв).

СЛОЖНЫЕ ЯДРА. БЕТА-РАСПАД

§ 19. СТРОЕНИЕ ЯДЕР

Детальное знание сил, действующих между нуклонами, должно дать возможность вычислить свойства всех ядер. Однако решить связанную с этим задачу многих тел, вероятно, можно только приближенно. Положение с этой рассчитанной на будущее заманчивой программой до сих пор еще неутешительно, хотя возможный путь к ее осуществлению был указан Бракнером [18]. В то же время много ясности в понимание природы и свойств всех ядер внесло использование различных более или менее физических моделей, позволяющих проводить вычисления.

1. МОДЕЛЬ ЖИДКОЙ КАПЛИ. ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ЭНЕРГИИ

Простейшая из этих моделей основывается на аналогии между ядром и каплей обыкновенной жидкости. Плотность вещества жидкой капли, как и плотность вещества ядра, однородна и не зависит от размеров капли, ограниченной поверхностным слоем. В этой весьма грубой модели ядра рассматриваются так, как если бы индивидуальные нуклоны не играли существенной роли и особые свойства ядер типа α -частицы не учитывались. Главное применение этой модели состоит в выводе формулы для энергий связи ядер. Выражение для дефекта массы ядра с массовым числом A можно записать в следующем виде:

$$M(A, Z) - A = -a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{z^2}{A^{1/3}}; \quad (19.1)$$

здесь первый член соответствует постоянной энергии связи на единицу объема ядерного вещества; второй член представляет собой поверхностную энергию, соответствующую

отталкиванию, и указывает, что нуклоны, находящиеся вблизи поверхности ядра, имеют ненасыщенные «связи»; последний член является классическим выражением для энергии электростатического отталкивания, т. е. кулоновской энергии Z протонов в ядре. Этот член в случае равномерно заряженной сферы имеет следующий вид:

$$\frac{1}{2} \int \int \frac{\rho(r) \rho(r')}{|r-r'|} dr dr' = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{r_0 A^{1/3}}. \quad (19.2)$$

Дефект массы такой классической жидкой капли с постоянной плотностью и равномерным распределением заряда в малой степени соответствует реальному положению. Согласно этой модели, в наиболее устойчивых ядрах не должно быть протонов, и для них $Z=0$ и $A=N$, где N — число нейтронов. В действительности же в легких ядрах, для которых значение кулоновской энергии невелико, наблюдается тенденция к равному числу нейтронов и протонов. Поэтому к выражению для $M(A, Z)$ мы добавим член (называемый энергией симметрии), который дает наибольшую связь при равных N и Z и будет меняться в зависимости от $N-Z$ простейшим симметричным образом, именно квадратично. Такую добавку можно связать с наличием больших пространственно-обменных сил, типа рассмотренных в § 15. Если относительное движение взаимодействующих нуклонов пространственно-симметрично, т. е. если относительное движение двух нуклонов соответствует S -состоянию, то эти силы будут представлять собой силы притяжения. (Высшие моменты количества движения имеют небольшое значение, так как они соответствуют большему расстоянию между двумя нуклонами.) Для частиц с противоположно направленными спинами такое относительное движение всегда возможно. Но две частицы с параллельными спинами благодаря принципу Паули могут взаимодействовать в симметричном состоянии только в том случае, когда один из нуклонов является протоном, а другой — нейтроном. Чем больше пар разных нуклонов, тем больше связь, соответствующая пространственно-обменным силам. Если число протонов равно числу нейтронов, то число таких пар будет максимальным. Можно ожидать, что энергия связи этого типа, приходящаяся на пару

неодинаковых нуклонов, будет приблизительно пропорциональна вероятности того, что два нуклона окажутся в данном объеме. Для ядер, размеры которых велики по сравнению с радиусом взаимодействия, эта вероятность обратно пропорциональна объему ядра и, следовательно, пропорциональна $1/A$. На основании подобных аргументов, сформулированных более подробным образом (см. Блатт и Вайскопф [12], гл. VI), но в основном носящих полуэмпирический характер, добавляемому члену энергии симметрии приписывается вид $(N-Z)^2/A$.

Весьма удивительным является тот факт, что стабильных ядер с нечетным Z и нечетным A (со значением $A > 14$) почти не встречается; это позволяет ввести член, дополнительно учитывающий энергию последней непарной частицы, которую можно определить из разности энергий последовательных β -распадов при данном значении A . После добавления двух этих существенных членов энергию связи, выраженную в $M\text{эв}$, можно записать в следующем виде (ср. стр. 13—14):

$$E_B = 15,568 A - 17,226 A^{2/3} - 0,698 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \\ - \frac{931,16}{4A} (N - Z)^2 + \begin{cases} - \frac{34}{A^{3/4}}, & Z \text{ нечетн.}, A \text{ четн.}, \\ \frac{34}{A^{3/4}} & Z \text{ четн.}, A \text{ четн.}, \\ 0, & A \text{ нечетн.}, \end{cases} \quad (19.3)$$

где коэффициенты определены из условия наилучшего совпадения с экспериментальным значением. Формула (19.3) является весьма полезной *полуэмпирической формулой* (см. Грин и Энглер [32]).

Эта формула для каждого значения A дает ряд значений энергий связи в зависимости от заряда ядра Z . Если потребовать максимального значения энергии связи при данном A , положив

$$\left. \frac{\partial E_B(N, Z)}{\partial Z} \right|_{A=N+Z=\text{const}, Z=Z_A} = 0,$$

то полученное отсюда значение Z , обозначаемое Z_A , определяет центр области стабильности на ядерной энергетической поверхности, на которой лежат все встречающиеся в при-

роде ядра. Так как истинные значения Z являются целыми числами, то значения Z_A не столь ограничены и поэтому нельзя ожидать точного согласия; но эти значения должны быть наиболее близкими к тем целым значениям Z , для которых ядра с данным массовым числом являются наиболее устойчивыми по отношению к β -распаду. Это условие подтверждается экспериментально; оно в числе прочих критериев было использовано при выборе постоянных в формуле (19.3). Получаемое значение для Z_A равно

$$Z_A = \frac{A}{1,985 + 0,01488A^{2/3}}. \quad (19.4a)$$

Иногда дефект массы удобно выразить через Z_A , используя значения коэффициентов, принятые в формуле (19.3), но опуская последний член, получаем

$$M(Z, A) - A = 16,10 A + 17,226 A^{2/3} - \\ - 46,955 \left[Z_A - \frac{(Z - Z_A)^2}{Z_A} \right] M_{эв}. \quad (19.4б)$$

Эти формулы приводят к правильным значениям масс с точностью до нескольких $M_{эв}$ в весьма широкой области значений A и Z . Они не охватывают все типы индивидуальных эффектов, существование которых является часто признаком наличия интересных черт в строении ядер (ср. фиг. 1). При рассмотрении процессов типа деления, при которых A и Z значительно меняются, подобные формулы оказываются незаменимыми.

Полуэмпирическая формула не дает сведений относительно каких-либо других свойств ядер, кроме значения их энергий и значения отношения Z/A . Весьма интересно рассмотреть эту же модель однородно заряженной жидкой капли для оценки свойств возбужденных состояний ядер. Частоты поверхностных волн в жидкой капле определяются следующей формулой:

$$\omega_l^2 = \frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{l}{R} \right)^3 \quad \text{при } l \geq 2, \quad (19.5)$$

где ω_l — частота поверхностной волны, имеющей l гребней на протяжении окружности капли, σ — поверхностная энергия на единицу площади, ρ — плотность массы ядра и R — его радиус. Используя грубые значения $R = r_0 A^{1/3}$

и $4\pi r_0^2 \sigma = 15 \text{ Мэв}$ при $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, мы получаем соотношение для колебательных энергий капли $\hbar\omega_1 \approx 22I^{3/2}A^{-1/2}$. Для многих ядер измерялись положение и тип первых двух возбужденных состояний. Свойства симметрии (четность и J) этих состояний обычно такие же, как и у двух нижних колебательных состояний капли, но энергии имеют выраженную периодическую зависимость от A , маскирующую слабое уменьшение энергии с ростом A . Значения, полученные из модели капли, для большинства тяжелых ядер слишком велики. Улучшенные классические вычисления (принимающие, например, во внимание кулоновскую энергию) не приводят к лучшему согласию.

2. МОДЕЛЬ ФЕРМИ-ГАЗА

Другой более или менее противоположной по взглядам на ядро физической моделью является модель, рассматривающая ядро как газ, состоящий из невзаимодействующих нуклонов, свободно движущихся в поле некоторого сферического потенциала определенного диаметра и глубины, подобранных так, чтобы фермиевская энергия достигала для наиболее высоколежащих нуклонов наблюдаемых значений энергии связи. Эта модель аналогична модели свободных электронов в теории металлов. Как и в последнем случае, она дает хорошие результаты в вопросах, для которых существенно распределение импульсов, а не значение энергий или пространственное распределение связанных нуклонов.

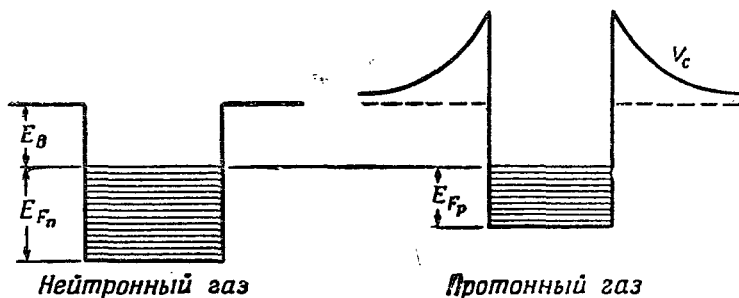
Потенциальная яма заполняется в отдельности нуклонами каждого типа, причем в каждую ячейку фазового пространства объемом $(2\pi\hbar)^3$ можно поместить две частицы данного типа с противоположными спинами. Фермиевская энергия E_F определяется выражением

$$E_F = \frac{p_F^2}{2M},$$

где p_F — граничный импульс, ниже которого все состояния заполнены. Для сферической ямы радиуса $1,2A^{1/3} \times 10^{-13} \text{ см}$, заполненной n нуклонами, получаем значение

$$E_F = 54 \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \text{ Мэв}, \quad (19.6)$$

где величина n равна Z для протонов и $N = A - Z$ для нейтронов. Глубина ямы выбрана так, чтобы для наиболее высоко лежащего нейтронного состояния получалось наблюдаемое значение энергии связи, обычно около 8 Мэв. Если ядро достаточно тяжелое, то число нейтронов N значительно больше Z . Поэтому ямы для нейтронного



Ф и г. 19. Ядерные потенциальные ямы для нейтронов и протонов в ядре.

Модель ферми-газа.

и протонного газов должны отличаться, так как для стабильности ядра в целом энергии наивысшего заполненного протонного состояния и наивысшего нейтронного состояния должны быть равны (если пренебречь малой разностью масс нейтрона и протона). Так как значение энергии E_F зависит от $n^{2/3}$, то оно будет значительно больше для нейтронов, чем для протонов, число которых меньше. Глубина ямы, действующей на протоны, больше $E_F(Z)$ только на величину энергии связи последнего протона, которая составляет 6—8 Мэв. Таким образом, глубина ямы для протонного газа будет значительно меньше, чем для нейтронного газа, что можно объяснить с физической точки зрения тем, что на нейтроны действуют только специфические ядерные силы, являющиеся силами притяжения, в то время как на протоны действуют дополнительно кулоновские силы отталкивания. Эта ситуация иллюстрируется фиг. 19. Например, для ядра Pb^{208} ($Z=82$, $N=126$, $E_B \approx 6$ Мэв) глубина ямы для нейтронов равна 44 Мэв, а для протонов— 34 Мэв, если отсчитывать ее от нулевой энергии.

Эта модель делает понятным важность существования нулевой энергии ядерного вещества и характерных для нуклонов в ядрах высоких скоростей. Это подтверждается многими экспериментальными результатами. Например, порог образования мезонов протонами в тяжелых ядрах ниже, чем в водороде, благодаря тому, что в лабораторной системе некоторые нуклоны в ядре имеют скорости

$$\frac{v}{c} = \left(\frac{2E_F}{Mc^2} \right)^{1/2} \sim \left(2 \times \frac{30}{1000} \right)^{1/2} \sim \frac{1}{4}, \quad (19.7)$$

которые далеко не малы. Модель ферми-газа показывает также, что при столкновении нуклонов с ядрами малые передачи импульсов ядру будут происходить не часто, так как состояния нуклонов с малыми импульсами заполнены. Требуется передача большого импульса, в противном случае отталкивание не может произойти. Такие эффекты, как мы увидим в § 20, наблюдаются в ядерных реакциях.

3. МОДЕЛЬ ОБОЛОЧЕК

Влияние оболочек. Модель ферми-газа является простейшей формой широкого класса моделей для систем многих частиц. Эти модели можно назвать одночастичными, потому что они рассматривают взаимодействующие системы как собрание независимых частиц, каждая из которых движется в потенциале, который определяется усредненным движением всех остальных частиц. Подобная модель (модель Хартри) хорошо описывает атомы, особенно после некоторого усовершенствования, путем учета принципа Паули. Для атомных электронов благодаря тому, что кулоновские силы взаимодействия являются дальнедействующими и медленно спадающими, а также благодаря наличию хорошо определенного центра сил ядра эта модель дает очень хорошие результаты. Для короткодействующих же ядерных сил при отсутствии выделенного центра эту модель трудно обосновать.

Несмотря на это, модель Хартри благодаря своей простоте рассматривалась с начала развития ядерной физики. Однако только в 1949 г. (Гепперт-Майер, Йенсен и др.) была найдена специальная схема, которая сделала модель независимых частиц столь успешной, что с ее помощью мы

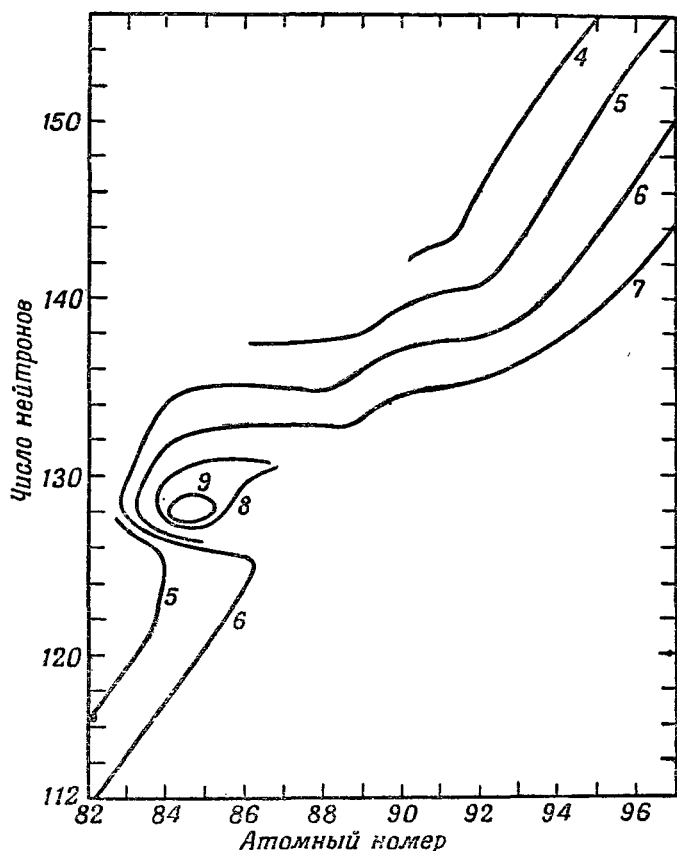
можем предсказывать большинство свойств нескольких первых состояний почти для каждого ядра.

Влияние атомных оболочек проявляется наиболее четко в устойчивости заполненных оболочек благородных газов. Аналогично, хотя и не столь выражено, проявляется особая устойчивость ядер, содержащих определенное число нейтронов, протонов или тех и других, что было замечено еще в 1934 г. (Эльзассер). Особую стабильность α -частицы и ядра O^{16} можно заметить с первого взгляда при сравнении их энергий связи с энергиями связи соседних ядер; аналогичные, хотя и менее количественные аргументы указывают на особую стабильность ядер, для которых N или Z (или оба) имеют значения 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126. Эти числа были в шутку названы «магическими»; проявление «магичности» можно обнаружить при тщательном исследовании разнообразных свойств ядер. В качестве примера может служить карта (фиг. 20), на которой отчетливо проявляется особо прочная связь «дважды магического» ядра Pb^{208} (содержащего 126 нейтронов и 82 протона).

Ниже приводятся некоторые данные относительно «магических» чисел.

Число стабильных изотопов при данном значении Z является наибольшим при $Z = 50$, а число стабильных ядер, имеющих данное число нейтронов $N = A - Z$, является наибольшим при $N = 82$. Абсолютная распространенность ядер в природе не полностью понята, но распространенность таких элементов, как Zr (50 нейтронов), Sn (50 протонов), Ba (82 нейтрона) и Pb (82 протона, 126 нейтронов), выше соседних элементов. Энергия связи последнего нейтрона настолько мала в Kr^{87} (51 нейтрон) и в He^{137} (83 нейтрона), что эти ядра, образуясь при β -распаде радиоактивных продуктов деления, испускают нейтроны из возбужденных состояний и являются двумя наиболее известными излучателями запаздывающих нейтронов среди продуктов деления. Поперечное сечение поглощения нейтронов аномально мало как раз для тех ядер, для которых $N = 50, 82$ или 126 , т. е. для Y^{89} , Ba^{136} , Bi^{209} . У стабильных ядер, которыми заканчиваются четыре естественно радиоактивных семейства, наблюдается или $Z = 82$ (Pb^{206} , Pb^{207}), или $N = 126$ (Bi^{209}), или и то, и другое вместе (Pb^{208}).

Построение волновых функций. Построение состояний индивидуальных частиц делается в два приема. Сначала находятся уровни энергии в центральной потенциальной



Ф и г. 20. Карта энергии α -частиц.

Высокий максимум означает особо тесную связь в «дважды магическом» остаточном ядре Pb^{208} (содержащем 126 нейтронов, 82 протона). Цифры соответствуют полной энергии испускаемых α -частиц (в Мэв).

яме, форма которой подбирается с учетом получения хороших результатов; затем вводятся большие нецентральные силы нужного знака и типа для нахождения окончательных квантовых чисел.

Таблица 12

Модель оболочек

N	l	nl	nl_j	$\sum_{j(N)}^{(2j+1)}$	$\sum_{j(N)}^N \sum_{j(N)}^{(2j+1)}$
0	0	1s	1s _{1/2}	2	2
1	1	2p	2p _{3/2} , 2p _{1/2}	6	8
2	2,0	3d, 2s	3d _{5/2} , 2s _{1/2} , 3d _{3/2}	12	20
3	3	4f	4f _{7/2}	8	28
4	4,2,0	5g, 4d, 3s	5g _{7/2} , 4d _{5/2} , 4d _{3/2}	32	82
6	6,4,2,0	7i, 6g, 5d, 4s	7i _{11/2} , 6g _{9/2} , 6g _{7/2}	58	184
			4s _{1/2} , 8j _{15/2}		

Эту процедуру построения состояний можно проследить на табл. 12. Мы рассматриваем частицу как трехмерный изотропный гармонический осциллятор. Каждая из трех осей дает независимый квант энергии; полная энергия зависит от суммарного квантового числа $N = n_x + n_y + n_z$; это число приведено в первом столбце табл. 12. Основное состояние соответствует сумме энергий нулевых колебаний по каждой координате; $N = n_x + n_y + n_z = 0$; $E_0 = \frac{3}{2} \hbar \omega_0$. Благодаря высокой симметрии этого потенциала волновую функцию каждого состояния можно выразить также в полярных координатах в виде линейной комбинации нескольких вырожденных волновых функций от декартовых координат. Четность данного состояния определяется четностью или нечетностью значения орбитального момента количества движения l , соответствующего данному состоянию осциллятора. Степень вырождения дает остальные необходимые сведения. Например, если $N = n_x + n_y + n_z = 1$,

то существует только три возможности для квантовых чисел: всегда одно из чисел n_x , n_y или n_z равняется 1, а остальные два должны равняться 0. Поэтому имеется $2l+1=3$ вырожденных состояний для этого энергетического уровня, так что для них должно быть $l=1$. Эти три состояния можно выбрать так, чтобы они соответствовали состояниям с $l=1$ и проекцией момента на ось z $m=\pm 1, 0$.

Но осцилляторная яма является наименее реальной. Вызываемая ею высокая степень вырождения является искусственной. Вырождение можно устранить, делая дно ямы более плоским, что является шагом к другой в равной степени искусственной форме потенциала — прямоугольной яме. Результат любого такого изменения уменьшает вырождение состояний с различными l при данном N . До тех пор пока яма остается сферически-симметричной, $2l+1$ состояний при данном l останутся вырожденными. Расщепление будет стремиться уменьшить энергии состояний с большими моментами, так как частицы, движущиеся по соответствующим орбитам, проводят большую часть времени во внешних областях ямы, где выравнивание ямы приводит к наибольшему влиянию на резко растущий осцилляторный потенциал. Если ввести радиальное квантовое число n , равное числу узлов радиальной части волновой функции, то можно заполнить третий столбец табл. 12, где состояния обозначены через nl , причем вместо l записаны обычные спектроскопические символы $s, p, d...$ для $l=0, 1, 2...$ Состояния перечислены в порядке возрастания энергии (расстояния от дна ямы). Состояния, возникающие из данного значения N , не являются больше состояниями с равными энергиями. Однако можно ожидать, что разности энергий этих состояний будут меньше разности энергий состояний с различными N . Каждое вырожденное осцилляторное состояние должно расщепиться на группу, или оболочку, состояний в новой яме.

Рассмотрим теперь вопрос о нецентральной потенциале. Предположим, что на каждую частицу действует спин-орбитальная сила, пропорциональная математическому ожиданию $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ для частицы, где $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$, а \mathbf{s} — спиновый оператор. Величина этой силы, очевидно, возрастает с увеличением $|\mathbf{l}|$. Мы предположим, что она имеет такой знак и вид, что состояния с данным l расщепляются на два состояния

с полным моментом количества движения $j=l \pm 1/2$, так что состояние с большим значением j (спиновые и орбитальные моменты параллельны) соответствует меньшей энергии, т. е. оно более связано. Для первых двух значений N мы предположим, как показано в столбце 4 табл. 12, что спин-орбитальная энергия мала по сравнению с разностью энергий состояний с различными N и поэтому нет нужды обозначать отдельные j -состояния. Но для высоких значений от $l=4$ и выше спин-орбитальная энергия становится достаточно большой, чтобы понизить энергию нижней компоненты пары, соответствующей данному l , т. е. компоненты $j=l+1/2$ настолько, что она становится ближе к соседним состояниям с меньшим значением N , чем к состояниям с тем же значением N . Эту тенденцию можно проследить в столбце 4. Значения $l=2$ и $l=3$ занимают промежуточное положение: состояние $3d_{3/2}$ лежит ниже состояния $3d_{5/2}$, но все еще образует часть той же оболочки. Для состояния $4f_{7/2}$ значение l ($l=3$) достаточно велико для того, чтобы сделать это состояние ниже всех других состояний с $N=3$, но еще не настолько, чтобы объединить его с группой состояний, соответствующих $N=2$. Эти состояния образуют сами по себе оболочку, хотя менее резко выраженную, чем оболочки, соответствующие большим значениям l . В столбце 5 даны числа нуклонов в оболочке $-(2j+1)$, в столбце 6 суммируются данные столбца 5; эти числа показывают, сколько нуклонов требуется для заполнения ряда оболочек до данной.

Задать теперь квантовые числа ядра весьма просто, хотя необходимо сделать одно или два предположения. Нейтроны и протоны заполняют оболочки независимо. Для каждого числа нуклонов состояние индивидуальных частиц фиксировано. Результирующее ядерное состояние задается при помощи очень простых правил, которые выходят за рамки теории независимых частиц и определяются, как можно думать, взаимодействием частиц в незаполненных оболочках. Эти правила таковы:

1. Нуклоны (если их четное число) данного сорта (нейтроны или протоны), принадлежащие к определенному значению j , всегда так попарно складывается своими моментами, что полный момент $J=0$. Высшие состояния будут иметь различные четные значения J . При нечетном числе

нуклонов данного сорта с данным j моменты складываются так, что результирующий орбитальный момент и направление спина имеют значения, соответствующие одиночной нечетной частице.

2. Когда пары нуклонов занимают орбиты с различными j , то возникает дополнительная энергия связи такой пары, стремящаяся сделать это состояние лежащим ниже состояний той же самой оболочки с различными j . Это приводит к тому, что порядок заполнения может отличаться от порядка уровней в таблице, что дает случайные пересечения уровней внутри одной и той же оболочки. Эта дополнительная «энергия парности» больше для орбит с большими значениями l .

Используя спин-орбитальное взаимодействие и ямы, форма которых занимает промежуточное место между осцилляторной и прямоугольной ямами, мы получаем порядок уровней, указанный в табл. 12. Из этих уровней и сформулированных выше простых правил, основанных на чисто эмпирических закономерностях, можно сделать большое число выводов. Они являются действительно следствиями из модели оболочек, а не аргументами, обосновывающими модель *ad hoc*, и поэтому дают описание структуры ядер.

Следствие модели оболочек. *Распространенность и стабильность ядер с заполненными оболочками.* Мы уже говорили о значительной стабильности ядер с «магическим» числом частиц. Последние прямые измерения масс (см. фиг. 1) показывают заметные изломы на кривой дефектов масс при значениях $Z=20, 28, 50$ и $N=20, 28, 50$. Число стабильных ядер при $N=20, 28, 50, 82$ значительно больше, чем при близлежащих значениях N ; то же самое справедливо и при $Z=20$. Аналогичное, но менее выраженное преимущество стабильности имеет место при $Z=28$ и 50 . Среди редкоземельных элементов, для которых химические процессы в природе не могли существенно изменить их первичную распространенность, резко выделяются по распространенности изотопы с $N=82$. Энергия связи нейтронов особенно высока для ядер $N=50, 82$. Все эти свойства, а также другие, перечисленные ранее на стр. 209—210, показывают исключительную стабильность ядер с заполненными оболочками. Сильная тенденция к асим-

метричному делению под действием тепловых нейтронов, хотя и является сложным динамическим эффектом, все же зависит от особой стабильности заполненных оболочек нуклонов, так что преимущественно встречаются осколки с $N=82$ и дополнительные к ним.

Спины основных состояний ядер. Все наблюдаемые ядра с четным Z и четным $N=A-Z$ имеют сферически-симметричные состояния с $J=0$. Это наблюдение является простейшим основанием для правила 1 о сложении моментов количества движения нуклонов в пары с противоположными направлениями. Но если это предположение уже сделано, то из модели оболочек следуют почти однозначно значения моментов для ядер с нечетными Z и четными N или с четными Z и нечетными N . Случайные неопределенности могут приводить к двум возможностям при выборе основного состояния. Пользуясь в умеренной степени этой свободой, за небольшим исключением, можно правильно предсказать состояние около 150 ядер.

Например, из табл. 12 следует, что наиболее легкое ядро со спином $9/2$ должно появиться тогда, когда начинает заполняться нейтронное состояние $5g_{9/2}$. Это имеет место при 41 нейтроне. Наиболее легким ядром с $N=41$ является Ge^{73} , измеренный спин которого действительно равен $9/2$. Не существует более легкого стабильного ядра с таким большим спином.

Состояния нечетно-нечетных ядер неоднозначно определяются установленными правилами модели оболочек, но возможности их здесь ограничены состояниями индивидуальных частиц. Известны только 5 нечетно-нечетных ядер: H^2 , Li^6 , B^{10} , N^{14} , V^{50} . Были измерены спины некоторых долгоживущих радиоактивных ядер этого типа. Почти для всех них модель оболочек дает согласующиеся с опытом, хотя и неоднозначные результаты, если выбрать конфигурации насколько возможно ближе к конфигурациям, которые следуют из модели оболочек для соседних нечетно-четных ядер.

Магнитные моменты ядер. Магнитный дипольный момент ядра может отличаться от нуля только при $J \geq 1/2$. Согласно модели оболочек, каждое нечетно-четное ядро имеет сферически-симметричную систему заполненных нейтронных и протонных оболочек, окруженных парами ней-

тронов и протонов, для которых также $J = 0$, и поэтому магнитный момент отсутствует. Все моменты J связаны с результирующими спиновым и орбитальным движениями одного остающегося нечетного нуклона, и этот момент J определяет магнитный момент ядра.

С помощью такого одночастичного представления можно вычислить магнитный момент по формулам векторной модели, так же как в случае атомного эффекта Зеемана.

Вектор магнитного момента является суммой двух слагаемых, одно из которых определяется орбитальным движением нуклона, а другое — его собственным магнитным моментом. Для магнитного момента имеем при нечетном Z (магнитный момент определяется только протоном)

$$\mu = \mu_{\text{орб.}} + \mu_{\text{собст.}} = \frac{e\hbar}{2Mc} [1 + \mu_p (2s)]; \quad (19.8a)$$

при нечетном N (магнитный момент определяется только нейтроном)

$$\mu = 0 + \mu_n (2s) \frac{e\hbar}{2Mc}, \quad (19.8б)$$

где векторы l и s — соответственно операторы орбитального момента и спина, а коэффициенты μ_p , μ_n — собственные магнитные моменты двух нуклонов в единицах ядерных магнетонов $e\hbar/2Mc$ (см. § 8). Орбитальное движение нейтрона не связано с электрическим током и поэтому не дает магнитного момента. Измерение магнитных моментов связано с определением энергии их ориентации в магнитном поле, относительно направления которого квантуется полный момент количества движения $j = l + s$, в то время как l и s прецессируют вокруг вектора j . Приводимые в таблицах магнитные моменты μ относятся к максимальному значению проекции момента на направление магнитного поля, т. е. к значению, полученному при $\langle j_z \rangle = (\mu_j)_{\text{макс.}} = j$. Из векторной модели мы имеем следующие соотношения:

$$(l + s)^2 = j^2 = l^2 + s^2 + 2l \cdot s,$$

так что легко найти $l \cdot j/j^2$ и $s \cdot j/j^2$. Магнитный момент выражается следующим образом:

$$\langle \mu_z \rangle_{\text{макс.}} = \mu = \frac{(\mu \cdot j)}{\langle j^2 \rangle} j$$

или

$$\mu = \left(a_1 \frac{1 \cdot j}{\langle j^2 \rangle} + a_2 \frac{s \cdot i}{\langle j^2 \rangle} \right) j,$$

где постоянные a_1 и a_2 можно получить из формулы (19.8), учитывая, что

$$\begin{aligned} \langle j^2 \rangle &= j(j+1), \quad \langle l^2 \rangle = l(l+1), \quad \langle s^2 \rangle = s(s+1) = \\ &= \frac{1}{2} \times \frac{3}{2} = \frac{3}{4}. \end{aligned}$$

Формулы для магнитных моментов в окончательной записи называются формулами Шмидта. Мы их запишем в следующей компактной форме:

при нечетном Z

$$\mu = j \left[\left(1 \mp \frac{1}{2l+1} \right) \pm \frac{2\mu_p}{2l+1} \right] \text{ ядерных магнетонов;}$$

при нечетном N

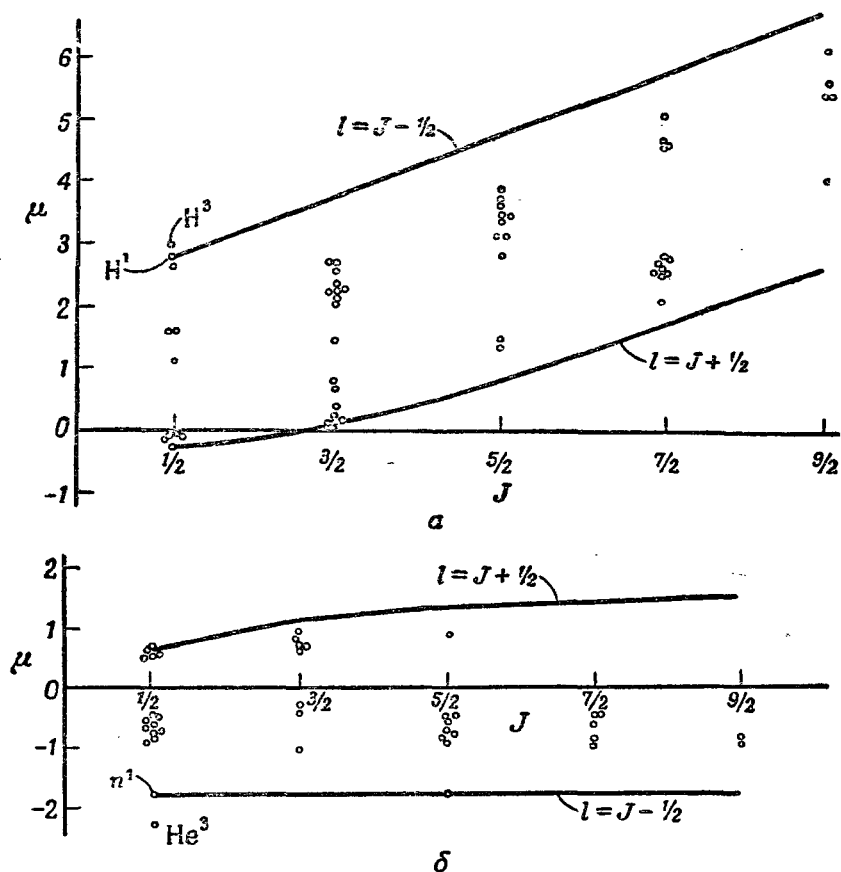
$$\mu = j \left[[0] \pm \frac{2\mu_n}{2l+1} \right] \text{ ядерных магнетонов;}$$

$\mu_p = +2,79$ ядерных магнетонов, $\mu_n = -1,91$ ядерных магнетонов;

$$j = l \pm \frac{1}{2}.$$

По этим формулам строятся две кривые, определяющие зависимость μ от j при значениях $j = l \pm 1/2$ для каждого класса нечетно-четных ядер. Все измеренные значения моментов лежат внутри областей, ограниченных этими кривыми (за исключением пары H^3 , He^3). Эти значения лежат главным образом в двух широких полосах, приблизительно параллельных двум кривым Шмидта, но не очень точно определенных (фиг. 21). В большом числе случаев значения лежат ближе к одной из кривых, чем к другой, и почти во всех случаях указанное значение l является значением, соответствующим модели оболочек. Отклонения от кривых Шмидта не превышают одного ядерного магнетона. Эти отклонения показывают приближенный характер одночастичной модели, но качественная правильность картины не вызывает сомнений¹⁾.

¹⁾ Более хорошие результаты, дающие в случае легких ядер значения магнитных моментов, совпадающие с экспериментальными с точностью до 10%, можно получить, не пользуясь правилом 1, приведенным на стр. 214. При этом магнитный момент ядра определяется не одной частицей, а всей конфигурацией незаполненной обо-



Ф и г. 21. Кривые Шмидта для нечетно-четных ядер.

a — кривые и экспериментальные точки для ядер с нечетным числом протонов; b — кривые и экспериментальные точки для ядер с нечетным числом нейтронов.

Хотя все значения J полуцелые, некоторые точки смещены по горизонтали во избежание слияния.

Четность ядер. Для всех заполненных оболочек и пар нуклонов, имеющих пространственно-симметричные волновые функции, в модели оболочек четность ядра

лочки, каждый нуклон которой имеет момент, согласно формуле (19.8), причем моменты нуклонов складываются в момент ядра по схеме $j-j$ -связи. См. Л. Д. Ландау и Я. А. Смородинский, Лекции по теории атомного ядра, М., 1955.—Прим. ред.

определяется орбитальным движением нечетного нуклона, и ядра являются четными или нечетными в соответствии с четностью l . Так как l определяется из магнитного момента (в идеальном случае), то измерения магнитных моментов являются проверкой четности. Другое важное определение четности дает теория β -распада. Как мы увидим в § 21, изменение четности при β -переходах вместе с изменением спина определяет время жизни при данной энергии распада. Следствия из модели оболочек сделали возможной весьма упорядоченную классификацию β -переходов, подтверждающуюся формой β -спектров. Определяемые из модели оболочек четности и их подтверждение при исследованиях β -распада являются в общем случае недвусмысленными, и это, вероятно, является наиболее правильным методом определения распределения орбитальных моментов внутри оболочек. Этот вопрос является весьма специальным; хороший обзор его был дан Гепперт-Майер и др. [55].

Возбужденные состояния. Свойства ядерных возбужденных состояний, которые можно измерить, являются в общем случае не теми же самыми, что и свойства, найденные для основных состояний. Магнитные моменты возбужденных состояний почти никогда не измерялись, но спины, четности и т. д. часто могут быть определены из различных ядерных реакций. Нижние состояния ядер часто обладают свойствами, соответствующими одночастичной модели, которая, однако, при высоких возбуждениях становится гораздо менее применимой в силу того, что число состояний становится столь большим, что требует статистической трактовки.

Ядерная изомерия. Возбужденное ядерное состояние, которое существует достаточно долго, чтобы его время жизни можно было непосредственно измерить, называется *изомерным состоянием*. Такое состояние радиоактивно, причем практически способ его распада отличается от способа распада основного состояния, хотя это состояние и должно приписываться тем же самым значениям Z и A . В ряде случаев существует несколько изомерных состояний. Ясно, что это понятие носит чисто эмпирический характер и состоит в какой-то мере в произвольном выделении некоторых возбужденных состояний ядерной системы. Поразительным фактом является то, что все 60 или

70 известных изомеров с периодом $T_{1/2} \geq 1$ сек встречаются в виде «островов» в периодической таблице, группирующихся как раз около «магических» чисел 50, 82 и 126. Для них два нижних уровня, соответствующих нечетному нуклону, имеют весьма различные моменты количества движения и поэтому низшее возбужденное состояние ядра требует заметного различия спинов по отношению к основному состоянию. Излучение фотонов при большом спине ослабляется за счет известного мультипольного фактора $(R/\lambda)^{2\Delta I}$, где ΔI — разность спинов. Если энергия не слишком велика, то наблюдается медленное испускание фотонов, т. е. имеет место изомерное состояние. Эта точка зрения блестяще подтверждается. Для ядер с Z около 50, а также для ядер с N около 50 известны десятки изомеров, распадающихся посредством магнитного 2^4 -польного излучения, как и следует ожидать из правила отбора для переходов нуклона между $p_{1/2}$ - и $g_{3/2}$ -орбитами, имеющими противоположные четности и отличающимися по спину на 4 единицы. Из табл. 12 видно, что как раз при таких условиях имеются две эти конкурирующие орбиты для нечетного нуклона. Обзор весьма сложного экспериментального материала по этому вопросу дан Гольдхабером и Хиллом [31].

Хорошо заметно появление подобных изомерных состояний в рядах ядер, отличающихся последовательным добавлением *пар* нуклонов, например в Te^{121} , Te^{123} , Te^{125} и даже более тяжелых нечетных изотопов Te , которые все имеют 3 нижних состояния $s_{1/2}$, $d_{3/2}$, $h_{11/2}$ с меняющимся положением уровней, но одинаковым порядком величины.

Электрическое дипольное излучение. Все состояния внутри оболочки имеют одну и ту же четность, за исключением одного состояния, которое возникло вследствие смещения более высокого осцилляторного уровня благодаря спин-орбитальному расщеплению. Но значение j для этого состояния не менее чем на 2 отличается от значения j для любого другого уровня оболочки. Электрическое дипольное излучение требует изменения четности, но разрешает изменение спина не более чем на единицу. Этот тип излучения, который вообще наиболее прост и вероятен, не может происходить при переходах между уровнями одной и той же оболочки и, следовательно, не может происходить при переходах между нижними состояниями ядер.

Задолго до того, как была предложена модель оболочек в ее современной форме, было замечено, что большинство экспериментально наблюдаемых радиационных переходов между нижними ядерными уровнями являются квадрупольными (или высшими мультипольными) переходами с соответственно малыми вероятностями переходов и большими временами жизни возбужденных состояний. Только при энергиях, достаточно больших для того, чтобы были возможны переходы из одной оболочки в другую, лежащую выше по энергии, может происходить дипольное излучение. В некоторых случаях в легких ядрах действительно наблюдалось дипольное излучение этого типа; оно было истолковано как причина интенсивного фотоэффекта, наблюдающегося во всех ядрах в области 15—25 Мэв (см. § 20).

Радиационный захват нейтрона. Весьма прямым методом изучения довольно высоко возбужденных состояний является измерение $\sigma(n, \gamma)$ —поперечного сечения радиационного захвата нейтрона, очень важного процесса для большинства ядер. Изучаемые при этом уровни являются уровнями составного ядра, т. е. ядра, образующегося при захвате нейтрона ядром мишени. Они лежат выше энергии основного состояния, приблизительно на величину энергии связи нейтрона порядка 6—8 Мэв, если кинетическая энергия нейтрона мала по сравнению с этой цифрой. Теория и экспериментальные результаты, которые указывают на острый резонансный максимум и пологий ход этого поперечного сечения, будут изложены в § 20. Здесь уместно отметить, что из этих исследований вытекает как прямое, так и косвенное заключение о том, что по сравнению с другими составными ядрами уровни энергии расположены реже в составных ядрах, образующихся при добавлении нейтрона к ядру с заполненной оболочкой. Это непосредственно следует из измерения расстояния между хорошо разрешаемыми и отчетливыми резонансными максимумами. Для «дважды магического» ядра Pb^{208} это расстояние имеет порядок десятков кэв; для других «нормальных» ядер, имеющих ту же массу атома, это расстояние составляет около 10 эв. Другое подтверждение о расстоянии между уровнями следует из среднего поперечного сечения радиационного захвата нейтронов с кинетической энер-

гией порядка 100 кэв, когда в общем случае отдельные резонансные уровни не разрешаются. Можно показать, что этот захват обратно пропорционален расстоянию между энергетическими уровнями [см. формулу (20.30)]. Наблюдаемый захват приблизительно в 100 раз меньше для магических ядер, чем для их соседей; в остальных областях поперечное сечение является довольно плавной функцией от A .

Для объяснения этого поразительного уменьшения плотности уровней следует рассмотреть два фактора. Во-первых, простейшее объяснение состоит в том, что следующий добавляемый нейтрон менее сильно связан и поэтому ядро не так сильно возбуждено, как среднее ядро после захвата нейтрона. Так как плотность уровней всегда быстро возрастает с энергией возбуждения, то уменьшение энергии связи проявляется как уменьшение плотности уровней и величины поперечного сечения. Но, вероятно, для ядер, имеющих один нейтрон сверх заполненной оболочки по сравнению со средними ядрами, наблюдается дополнительное, специфическое уменьшение плотности уровней и при данной энергии возбуждения; эти плотности могут отличаться примерно в 10 раз. Мы кратко рассмотрим этот вопрос в § 20, п. 5.

Во-вторых, аналогичное, хотя и менее выраженное, уменьшение плотностей уровней наблюдалось при захвате нейтрона четно-четными ядрами по сравнению с захватом нейтрона ядрами с нечетным A . Это доказывает существование «энергии парности», т. е. того факта, что нечетный нуклон связан сильнее нуклона, входящего в состав пары и находящегося на том же уровне [см. также формулу (19.3)].

4. ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Неожиданный успех модели независимых частиц с сильной спин-орбитальной связью несколько снижается некоторыми ее недостатками, например значения магнитных моментов ядер отличаются от получаемых из кривых Шмидта. Недавно была предложена другая модель, позволяющая усовершенствовать картину в целом. Она называется обобщенной, или коллективной, моделью (О. Бор),

представляющей собой некоторый динамический компромисс между моделью жидкой капли и одночастичной моделью в чистом виде. Ясно, что потенциальная яма, в которой движутся нуклоны, не является потенциалом фиксированного поля сил, а сама определяется движением всех нуклонов. Поэтому рассмотрение потенциальной ямы, как заданной (это делается в одночастичных моделях), не является удовлетворительным. Модель жидкой капли, с другой стороны, является слишком классической, в ней не обращается внимание на важные эффекты, связанные с движением отдельных нуклонов. В обобщенной модели предполагается, что ядро состоит из внутренней более или менее устойчивой части (ядерного остатка или сердцевины), образованной нуклонами, входящими в состав заполненных оболочек, и внешних нуклонов, движущихся в поле этой внутренней сердцевины; причем учитываются деформации сердцевины, вызванные взаимодействием с внешними нуклонами. Эти деформации сердцевины вызывают изменение поля, в котором движутся нуклоны. Такая модель является в принципе более совершенной, чем модель жидкой капли или модель оболочек, а ее формальная разработка — значительно сложнее. Мы перечислим несколько результатов, достигнутых при помощи этой модели.

Отклонение от кривых Шмидта. Модель оболочек приводит к заметным ошибкам в значениях большинства ядерных магнитных моментов. В обобщенной модели можно указать на два эффекта, которые должны иметь место и которые меняют значения магнитных моментов, предсказываемые по формуле Шмидта.

а) Вращение нечетного нуклона вызывает изменение сердцевины. Нарушается сферическая симметрия сердцевины, и вокруг нее распространяются своего рода поверхностные волны, соответствующие току, связанному с вращением сердцевины более или менее как целого. Так как момент количества движения сердцевины является полностью орбитальным (спины попарно сокращаются) и так как эффективное отношение заряда к массе равно Z/A , то при этом возникает дополнительный магнитный момент порядка $(Z/A)(eh/Mc)I_{\text{серд}}$. Его значение при данном моменте количества движения меньше, чем вклад в формулу Шмидта магнитных моментов, связанных как с орби-

тальным движением протона, так и с аномальными собственными моментами нейтрона и протона, так что значение результирующего магнитного момента остается внутри кривых Шмидта.

б) Возмущение поверхности сердцевины будет в свою очередь влиять на движение нечетного нуклона, что приведет к изменению волновой функции этого нуклона по сравнению с предсказаниями простейшей теории модели оболочек. Это может привести как к увеличению, так и к уменьшению результирующего момента.

В общем эта модель имеет возможность объяснить индивидуальные отклонения от кривых Шмидта, но полностью она их не объясняет. В этом направлении требуются дальнейшие исследования. Представляется также существенным учет токов виртуальных мезонов, которые, по видимому, обуславливают значения магнитных моментов ядер H^3 , He^3 , выходящие за пределы области Шмидта (см. § 8), и которые могут играть роль также и в тяжелых ядрах. Такие эффекты могут приводить к изменениям магнитных моментов, составляющим несколько десятых ядерного магнетона.

Электрические квадрупольные моменты (основные состояния). Наличие электрических квадрупольных моментов у многих ядер указывает на отсутствие сферической симметрии в распределении заряда. Квадрупольный момент, как и в случае дейтрона, определяется выражением

$$Q = e \int d\tau \psi^* \left(\frac{3Z^2}{r^2} - r^2 \right) \psi.$$

В чистой модели оболочек значение Q должно быть связано с влиянием центробежной силы на последний нечетный протон, что дает отрицательное значение Q , зависящее от J и равное по порядку величины $\sim eR^2$. Для ядра с нечетным числом нейтронов квадрупольный момент определяется только медленным вращением сердцевины (реакция на движение нечетного нейтрона); так как отношение заряда к массе составляет примерно $1/2$, а относительная скорость вращения — примерно $1/A$, то значения Q должны быть в этом случае в $2A$ раз меньше значения Q для ядра с нечетным числом протонов. Такие эффекты не были обнаружены. В частности, Q принимает главным образом поло-

жительные значения и имеет тенденцию к быстрому увеличению с ростом A , флуктуируя при этом вокруг нулевого значения, наблюдающегося для ядер с заполненными оболочками, и, кроме того, имеет сходные величины как для ядер с нечетным N , так и для ядер с нечетным Z . Очень большие значения $Q \sim 20eR^2$, встречающиеся в некоторых тяжелых ядрах, никак не могут быть приписаны эффекту движения одиночной частицы или вращению заполненных оболочек как целого. Здесь наиболее убедительно проявляется успех обобщенной модели, согласно которой значения Q приписываются деформации поверхности сердцевин ядра, что благодаря участию большого числа протонов приводит к более высокому значению квадрупольного момента даже при довольно малых геометрических деформациях. Заполненные оболочки являются более устойчивыми и меньше деформируются под влиянием последних нечетных нуклонов. Наблюдаемая тенденция к большому отклонению значений магнитных моментов от предсказываемых формулой Шмидта может быть связана с большими электрическими квадрупольными моментами, что является сильным физическим аргументом в пользу рассматриваемой качественной картины. Дальнейшие подтверждения отклонения от сферической симметрии дает изучение α -распада тяжелых ядер.

Радиационные переходы с $\Delta I = 2$ без изменения четности должны быть приписаны электрическому квадрупольному излучению. При этом измеряется время жизни, соответствующее переходу, т. е. недиагональный матричный элемент квадрупольного момента (величина, подобная Q , но определяемая волновыми функциями ψ_i и ψ_j , соответствующими двум разным состояниям, а не одинаковым, как в случае среднего значения). Этот вопрос рассматривается ниже.

Возбужденные состояния четно-четных ядер. Для многих четно-четных ядер измерялись энергии первых возбужденных состояний. В общем они систематически медленно падают с возрастанием A , но для ядер с заполненными оболочками имеют место весьма большие максимумы. Этот наблюдаемый факт можно интерпретировать только на основании обобщенной модели; действительно, такие низкие уровни не связаны с возбуждением одной частицы,

которое требует разрыва связи в нуклонных парах и потому слишком большой энергии. Эти возбуждения связаны с вращением деформированной сердцевины ядра. Сердцевина вращается не как твердое тело; момент количества движения создают только поверхностные деформации. Эффективный момент инерции определяется поверхностной энергией и амплитудой деформации, а не массой и размерами сердцевины ядра как целого. Заполненные оболочки нелегко деформируются, и первые возбужденные состояния представляют собой скорее колебание сердцевины, чем вращение поверхностной деформации. У ряда ядер были обнаружены серии возбужденных состояний, энергия которых пропорциональна $J(J+1)$, как должно быть у ротатора. Так как ядерная деформация по отношению к отражению в центре должна быть симметричной, то будут разрешены только имеющие положительную четность состояния с четными J . При распаде изомерного состояния с высоким спином, например Hf^{180} , были обнаружены пять последовательных уровней, отношение энергий которых совпадает с точностью до 1—2% с отношением энергий, которое имеет место для симметричного ротатора.

Уровни энергии симметричного ротатора для четных значений J с положительной четностью определяются известным соотношением

$$E(J) = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1),$$

где J — момент количества движения состояния, а I — момент инерции. Разности энергий наблюдаемых вращательных уровней ядер велики по сравнению с теми значениями, которые наблюдались бы при вращении всего ядра, что дает к тому же большее, чем в случае распространения поверхностных волн по сердцевине, значение I . Вращение ядра как твердого тела дает для низшего состояния с $J=2$ энергию возбуждения около 30 кэв при $A \approx 200$, в то время как измеренные энергии имеют значение не менее 100 кэв. Энергия, которая требуется для возбуждения поверхностных волн, зависит, конечно, от энергии поверхностной деформации ядра.

Так как все первые возбужденные состояния этого типа, обнаруженные в четно-четных ядрах, имеют $J=2$ и поло-

жительную четность, а основное состояние всегда имеет $J=0$ и положительную четность, то переходы между ними вызываются электрическими квадрупольными моментами. Значения моментов измеряются как по временам жизни по отношению к γ -излучению, как описывалось выше, так и по наблюдению возбуждения этих состояний при близком прохождении протона, который может возбудить эти состояния своим кулоновским полем (более поздний метод). Типичным является то, что найденные значения квадрупольных моментов, вызывающих такие переходы, во много раз больше значений квадрупольных моментов, связанных с переходом одиночного протона, и, как и следовало ожидать и что уже наблюдалось для средних квадрупольных моментов основных состояний нечетно-четных ядер, должны быть приписаны коллективному движению многих протонов.

Исследование таких деталей строения ядра при помощи обобщенной модели находится лишь в начальной стадии; можно ожидать ряда уточнений этой модели в ближайшем будущем¹⁾.

§ 20. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ И РАССЕЯНИЕ

В этом параграфе мы опять займемся тяжелыми ядрами. Нас будет интересовать практическая задача определения поперечных сечений ядерных реакций, в особенности в тех тяжелых ядрах, квантовые состояния которых точно неизвестны.

Важнейшей характерной чертой столкновений с тяжелыми ядрами является то, что такое столкновение дает большое количество альтернативных результатов. Например, нейтрон может быть упруго рассеян ядром, неупруго рассеян или захвачен с последующим испусканием γ -лучей, заряженных частиц или нескольких нейтронов. Поэтому необходимо придать теории рассеяния достаточно общую форму, чтобы с ее помощью можно было рассматривать такие процессы.

¹⁾ См. сборник ПСФ, № 9 (1955).—Прим. ред.

1. УПРУГОЕ И ПОЛНОЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Запишем снова основную формулу для поперечного сечения рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{1}{2ik} \sum (2l+1) P_l(\cos\theta) (1 - \eta_l) \right|^2, \\ \sigma = \int_{\text{сфера}} d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (20.1)$$

где $\eta_l = e^{2i\Delta_l}$ выражает амплитуду и фазу расходящейся волны по отношению к единичной амплитуде и нулевой фазе сходящейся волны. Как мы видели ранее, если $\eta_l = 1$ для всех l (или, что то же самое, сдвиг фазы $\delta_l = 0$ для всех l), то поперечное сечение рассеяния обращается в нуль; расходящаяся и сходящаяся парциальные волны складываются так, что образуют во всех далеких от рассеивателя точках падающую плоскую волну без каких-либо дополнительных волн. Наличие какого-либо процесса, который заканчивается устранением частицы из расходящейся волны, можно описать, полагая число η_l меньше единицы по модулю; тогда амплитуда расходящейся волны будет меньше амплитуды сходящейся волны и часть сходящегося тока частиц будет «теряться». Процесс упругого рассеяния связан только с расходящимися волнами, которые обладают свойством когерентности, т. е. имеют точно тот же множитель $e^{iEt/\hbar}$, что и падающий пучок, и поэтому они интерферируют с ним. Всякая другая волновая функция не участвует вовсе в образовании расходящейся рассеянной волны и проявляется только в изменении величины η_l . Это относится к процессам следующих типов: 1) истинное поглощение частицы; 2) поглощение с последующим испусканием частицы другого типа; 3) или даже последующее испускание частицы того же типа, но с другой энергией (или с другой ориентацией спина, или с изменением какой-нибудь другой внутренней координаты). Такие некогерентные процессы в ряде случаев трудно экспериментально отделить от истинного упругого рассеяния. Поперечное сечение всех этих вместе взятых некогерентных процессов, которое мы будем называть поперечным сечением реакций σ_r , можно получить, вычитая интенсивность (пропорциональную $|\eta_l|^2$) расходящейся

жительную четность, а основное состояние всегда имеет $J=0$ и положительную четность, то переходы между ними вызываются электрическими квадрупольными моментами. Значения моментов измеряются как по временам жизни по отношению к γ -излучению, как описывалось выше, так и по наблюдению возбуждения этих состояний при близком прохождении протона, который может возбудить эти состояния своим кулоновским полем (более поздний метод). Типичным является то, что найденные значения квадрупольных моментов, вызывающих такие переходы, во много раз больше значений квадрупольных моментов, связанных с переходом одиночного протона, и, как и следовало ожидать и что уже наблюдалось для средних квадрупольных моментов основных состояний нечетно-четных ядер, должны быть приписаны коллективному движению многих протонов.

Исследование таких деталей строения ядра при помощи обобщенной модели находится лишь в начальной стадии; можно ожидать ряда уточнений этой модели в ближайшем будущем¹⁾.

§ 20. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ И РАССЕЯНИЕ

В этом параграфе мы опять займемся тяжелыми ядрами. Нас будет интересовать практическая задача определения поперечных сечений ядерных реакций, в особенности в тех тяжелых ядрах, квантовые состояния которых точно неизвестны.

Важнейшей характерной чертой столкновений с тяжелыми ядрами является то, что такое столкновение дает большое количество альтернативных результатов. Например, нейтрон может быть упруго рассеян ядром, неупруго рассеян или захвачен с последующим испусканием γ -лучей, заряженных частиц или нескольких нейтронов. Поэтому необходимо придать теории рассеяния достаточно общую форму, чтобы с ее помощью можно было рассматривать такие процессы.

¹⁾ См. сборник ПСФ, № 9 (1955).—Прим. ред.

1. УПРУГОЕ И ПОЛНОЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Запишем снова основную формулу для поперечного сечения рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{1}{2ik} \sum (2l+1) P_l(\cos\theta) (1 - \eta_l) \right|^2, \\ \sigma = \int_{\text{сфера}} d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (20.1)$$

где $\eta_l = e^{2i\Delta_l}$ выражает амплитуду и фазу расходящейся волны по отношению к единичной амплитуде и нулевой фазе сходящейся волны. Как мы видели ранее, если $\eta_l = 1$ для всех l (или, что то же самое, сдвиг фазы $\delta_l = 0$ для всех l), то поперечное сечение рассеяния обращается в нуль; расходящаяся и сходящаяся парциальные волны складываются так, что образуют во всех далеких от рассеивателя точках падающую плоскую волну без каких-либо дополнительных волн. Наличие какого-либо процесса, который заканчивается устранением частицы из расходящейся волны, можно описать, полагая число η_l меньше единицы по модулю; тогда амплитуда расходящейся волны будет меньше амплитуды сходящейся волны и часть сходящегося тока частиц будет «теряться». Процесс упругого рассеяния связан только с расходящимися волнами, которые обладают свойством когерентности, т. е. имеют точно тот же множитель $e^{iEt/\hbar}$, что и падающий пучок, и поэтому они интерферируют с ним. Всякая другая волновая функция не участвует вовсе в образовании расходящейся рассеянной волны и проявляется только в изменении величины η_l . Это относится к процессам следующих типов: 1) истинное поглощение частицы; 2) поглощение с последующим испусканием частицы другого типа; 3) или даже последующее испускание частицы того же типа, но с другой энергией (или с другой ориентацией спина, или с изменением какой-нибудь другой внутренней координаты). Такие некогерентные процессы в ряде случаев трудно экспериментально отделить от истинного упругого рассеяния. Поперечное сечение всех этих вместе взятых некогерентных процессов, которое мы будем называть поперечным сечением реакций σ_r , можно получить, вычитая интенсивность (пропорциональную $|\eta_l|^2$) расходящейся

когерентной волны из интенсивности сходящейся волны и интегрируя разность по окружающей мишень сфере большого радиуса. Полученный таким образом ток «переключается» из рассматриваемой волновой функции в некоторую другую некогерентную волну; этот ток обычным образом связан с соответствующим поперечным сечением. Разделяя различные парциальные волны, дающие после интегрирования по всем углам независимые слагаемые в поперечном сечении, получаем¹⁾:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{полн.}} &= \sigma_{\text{упр.}} + \sigma_r = \sum_l (\sigma_{\text{упр.}}^{(l)} + \sigma_r^{(l)}), \\ \sigma_{\text{упр.}}^{(l)} &= \pi\lambda^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2, \\ \sigma_r^{(l)} &= \pi\lambda^2 (2l+1) (1 - |\eta_l|^2), \\ \sigma_{\text{полн.}}^{(l)} &= 2\pi\lambda^2 (2l+1) [1 - \text{Re}(\eta_l)].\end{aligned}\quad (20.2)$$

Эти соотношения имеют весьма общий характер. Заметим, что из этих формул следует, что любой процесс поглощения должен сопровождаться упругим рассеянием, так как $\sigma_{\text{упр.}}^{(l)}$ может обращаться в нуль только при $\eta_l = 1$, но тогда $\sigma_r^{(l)}$ также обращается в нуль. Эта связь поглощения с упругим рассеянием является причиной так называемого дифракционного рассеяния. Рассмотрим весьма простой случай, когда длина волны падающего пучка мала по сравнению с радиусом рассеивателя, так что можно с большой точностью пользоваться представлением о классических траекториях. Пусть рассеивающий центр, радиус которого равен R , является совершенно «черным». Такой центр будет полностью поглощать все падающие на него частицы. Это значит, что для тех парциальных волн, для которых значения $l \leq l_{\text{макс.}} \approx R/\lambda$, амплитуда $\eta_l = 0$. На всех других парциальных волнах наличие рассеивателя не сказывается и для них $\eta_l = 1$. Поперечное сечение в этом приближении дается следующей суммой:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{полн.}} &= \sum_{l \leq l_{\text{макс.}}} 2\pi\lambda^2 (2l+1) \approx 2\pi R^2, \\ \sigma_r &= \sigma_{\text{упр.}} \approx \pi R^2;\end{aligned}\quad (20.3)$$

¹⁾ Здесь и ниже $\sigma_{\text{полн.}}$ — полное поперечное сечение, $\sigma_{\text{упр.}}$ — сечение упругого рассеяния. — *Прим. ред.*

полное поперечное сечение в этом классическом предельном случае равняется удвоенной геометрической площади черного рассеивателя.

Упругое рассеяние черным телом, появление которого выглядит неожиданным в простой картине этого процесса, следует представлять себе как обычную оптическую дифракцию. В классическом предельном случае такое поглощающее ядро можно рассматривать как черную сферу радиуса R , отбрасывающую тень. На языке волновой оптики этот результат может быть выражен следующим образом: в направлении вперед рассеивается как раз столько света, сколько необходимо для гашения падающего пучка. Это значит, что поперечное сечение дифракционного рассеяния равно πR^2 . Кроме того, чтобы погасить падающий пучок за сферой, дифракционное рассеяние должно обладать той же энергией, т. е. оно должно представлять собой упругое рассеяние. Согласно элементарным соображениям волновой оптики, дифракционное рассеяние сосредоточивается в угле λ/R от направления вперед.

В случае света и макроскопического рассеивателя, для которого $\lambda \ll R$, дифракционное рассеяние трудно измерить, так как тень распространяется практически до бесконечности. В случае ядра при энергии частиц в несколько $Mэв$ отношение λ/R имеет значение порядка $1/3$ или $1/5$, так что область полной тени распространяется только на короткое расстояние за ядром, и конечно, не столь далеко, как расположены измеряющие приборы. Поэтому для наблюдения упругого дифракционного рассеяния можно проводить измерения вне основного пучка, но все еще на достаточно малых углах. Существование дифракционного рассеяния и его общие свойства были подтверждены экспериментально.

Для рассеивателей, которые не являются «черными», а являются частично прозрачными, или «серыми», а также в случаях, отличающихся от классического предельного случая, дифракционное рассеяние также существует, но его поперечное сечение не равно геометрической площади рассеивателя.

2. РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ДИСПЕРСИОННАЯ ФОРМУЛА

Наиболее замечательным свойством ядерных реакций являются часто встречающиеся случаи высоких и узких максимумов в зависимости поперечного сечения от энергии. Эти максимумы называются резонансными максимумами. Наиболее замечательны они для взаимодействия медленных нейтронов и ядер со средними и большими значениями A , а также для взаимодействия протонов и α -частиц с легкими ($A \leq 30$) ядрами. Впервые теорию этого процесса развили Брейт и Вигнер. Результаты их теории аналогичны результатам теории оптической дисперсии, и поэтому основная формула теории часто называется дисперсионной. Мы выведем ее, как следствие теории рассеяния в определенном приближении.

Для простоты рассмотрим случай, когда центробежные и кулоновские силы отсутствуют, т. е. случай реакций, вызываемых нейтронами при $l = 0$. Поперечное сечение рассеяния нейтроной S -волны дается формулой

$$\sigma^{(0)} = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0, \quad (10.9)$$

где δ_0 — сдвиг фаз. Введем, так же как в формуле (10.10), длину рассеяния $a(k)$ при помощи обычного соотношения

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 = -\frac{1}{a(k)}.$$

Сдвиг фазы можно выразить через амплитуду расходящейся волны

$$\begin{aligned} \eta_0 = e^{2i\delta_0} &= (\cos \delta_0 + i \sin \delta_0)^2 = \frac{[-1/a(k) + ik]^2}{k^2 + 1/a^2} = \\ &= \frac{1 - ika}{1 + ika}. \end{aligned} \quad (20.4)$$

Из формул (20.2) можно выразить поперечные сечения реакций и упругого рассеяния через длину рассеяния или через обратную величину $1/a(k)$

$$\sigma_{\text{упр.}}^{(0)} = \frac{\pi}{k^2} |1 - \eta_0|^2 = \frac{4\pi}{\left| ik + \frac{1}{a(k)} \right|^2}, \quad (20.5)$$

$$\sigma_r^{(0)} = \frac{\pi}{k^2} (1 - |\eta_0|^2) = 4\pi\lambda \left\{ \operatorname{Im} \frac{1}{a(k)} \right\} \left| ik + \frac{1}{a} \right|^2.$$

На основании этих формул понятие длины рассеяния можно обобщить. Если длина a вещественна, то сечение $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ принимает свое обычное значение, соответствующее теории эффективного радиуса [формула (10.10)], а сечение $\sigma_r^{(0)} = 0$.

Ранее мы пользовались длиной рассеяния $a(k)$ только в пределе малых энергий, когда $k \rightarrow 0$. Теперь мы рассмотрим более общий характер поведения $a(k)$ в зависимости от k (или от энергии $E = \hbar^2 k^2 / 2M$), который может полностью описать поведение поперечных сечений рассеяния и реакций.

Сначала рассмотрим простой случай вещественного значения a . Тогда $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ имеет тот же вид, что и в случае теории эффективного радиуса [формула (10.10)], а поперечное сечение реакций $\sigma_r^{(0)} = 0$. Интересно исследовать поведение $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ вблизи максимума, который имеет место при $1/a(k) = 0$. Предположим, что существует такая энергия E_0 , при которой

$$\frac{1}{a(E_0)} = 0;$$

тогда вблизи E_0 мы можем произвести разложение

$$\frac{1}{a(E)} = 0 + (E - E_0) \frac{d}{dE} \left(\frac{1}{a} \right) \Big|_{E_0} + \dots \quad (20.6)$$

Если величину Γ_s определить при помощи соотношения

$$\frac{d}{dE} \left(\frac{1}{a} \right) \Big|_{E_0} = + \frac{2k}{\Gamma_s}, \quad (20.7)$$

то поперечное сечение $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ можно записать при энергиях, достаточно близких к E_0 , чтобы можно было ограничиться линейным членом разложения, в следующем виде:

$$\sigma_{\text{упр.}}^{(0)} = \frac{\pi \lambda^2 \Gamma_s^2}{\Gamma_s^2/4 + (E - E_0)^2}. \quad (20.8)$$

Эта запись совпадает с обычной лоренцевской формой записи резонанса в классической оптике или теории электрических цепей. Величина Γ_s , пропорциональная k [так как $(d/dE)(1/a)|_{E_0}$ — постоянная], представляет собой полную энергетическую ширину резонансного максимума,

если определить ее как расстояние между точками, в которых сечение равно половине максимального, и, кроме того, считать, что $\Gamma_s/E_0 \ll 1$, так чтобы можно было пренебречь малым изменением k в окрестности энергии E_0 . Выбор множителя $2k$ при определении Γ_s является чисто условным и служит для того, чтобы придать формуле (20.8) обычно принятый вид; при этом Γ_s является шириной резонансной области в определенном выше смысле слова. Знак Γ_s в настоящем случае несуществен; в других случаях мы покажем, что знак в формуле (20.7) соответствует естественному выбору знака Γ_s .

Если при данной энергии могут происходить другие реакции, то величина $a(E)$ должна быть комплексной. Для исследования поведения $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ и $\sigma_r^{(0)}$ вблизи их резонансных максимумов (которые, как следует ожидать на основании рассмотренного выше простого случая, должны находиться вблизи нулевой величины $1/a$) мы должны рассматривать $1/a$ как аналитическую функцию комплексной переменной. Мы распространим величину E , имеющую прямой физический смысл энергии на вещественной оси, на всю комплексную плоскость. Пусть существует такое значение $E = E_0$, при котором $1/a(E_0)$ обращается в нуль, как в случае, соответствующем формуле (20.6). Теперь величина E_0 вообще комплексна, и мы ее запишем в следующем виде:

$$E_0 = \varepsilon_0 - \frac{i\Gamma_r}{2}. \quad (20.9)$$

Произведем опять разложение величины $1/a$ и, так же как в (20.6), отбросим все члены выше линейного, но вместо простого определения (20.7) запишем для вещественной и мнимой частей новой комплексной величины $(d/dE)(1/a)|_{E_0}$ следующие соотношения:

$$\operatorname{Re} \left[\frac{d}{dE} \left(\frac{1}{a} \right) \Big|_{E_0} \right] = + \frac{2k}{\Gamma_s}, \quad \operatorname{Im} \left[\frac{d}{dE} \left(\frac{1}{a} \right) \Big|_{E_0} \right] = k\alpha. \quad (20.10)$$

Из этих соотношений мы получим для вещественных значений E

$$\operatorname{Re} \left[\frac{1}{a(E)} \right] = + \frac{2k}{\Gamma_s} \left[E - \left(\varepsilon_0 + \frac{\alpha\Gamma_r\Gamma_s}{4} \right) \right], \quad (20.11)$$

$$\operatorname{Im} \left(\frac{1}{a} \right) = k \left[\frac{\Gamma_r}{\Gamma_s} + \alpha(E - E_0) \right].$$

Записывая при помощи формулы (20.2) выражения для поперечных сечений и пренебрегая в выражении для $\text{Im}(1/a)$ членом, пропорциональным $(E - \varepsilon_0)$ (что, конечно, оправдано только вблизи резонанса), получаем

$$\sigma_{\text{упр.}}^{(0)} = \pi\lambda^2 \left[\frac{\Gamma_s^2}{1/4 (\Gamma_s + \Gamma_r)^2} + (E - E_r)^2 \right], \quad (20.12a)$$

$$\sigma_r^{(0)} = \pi\lambda^2 \left[\frac{\Gamma_r \Gamma_s}{1/4 (\Gamma_s + \Gamma_r)^2} + (E - E_r)^2 \right], \quad (20.12b)$$

где

$$E_r = \varepsilon_0 + \Delta, \quad \Delta = \frac{\alpha \Gamma_r \Gamma_s}{4}.$$

Форма кривой поперечного сечения, согласно (20.12), весьма похожа на форму кривой поперечного сечения чистого рассеяния, даваемого формулой (20.8). Существенны два различия: ширина резонанса в более общем случае зависит от полной ширины уровня Γ , где

$$\Gamma = \Gamma_r + \Gamma_s,$$

так что возможность осуществления реакций увеличивает ширину максимума рассеяния и наоборот; и, кроме того, возможность реакций изменяет и положение максимума. Максимум E_r смещается на пропорциональную ширине реакции величину Δ . Это смещение уровня, по крайней мере качественно, наблюдалось. Сильное резонансное поглощение было найдено как для протонов, так и для нейтронов в C^{12} в области 3 Мэв. Имеются хорошие данные о том, что два образующихся при этом уровня (один в ядре C^{13} и другой в ядре N^{13}) весьма сходны между собой и смещены только на разность кулоновских энергий для этих двух зеркальных ядер. Обнаружен дополнительный сдвиг, который может быть грубо приписан следующему: для состояния N^{13} возможно испускание протона с довольно большой шириной Γ_r , в то время как испускание нейтрона для состояния C^{13} энергетически запрещено.

Формулы (20.12) представляют собой знаменитые дисперсионные формулы Брейта и Вигнера для одиночного резонанса в S -состоянии. Мы можем ожидать, что эти формулы будут описывать эксперимент только вблизи резонанс-

ной энергии, так что для величины $1/a$ достаточно учитывать только линейный член разложения. Если другие резонансы хорошо отделены по энергии, то теория является удовлетворительной и описывает многие факты, причем некоторые с высокой точностью.

Интерпретация комплексной энергии E_0 связана с нестационарным характером резонансных состояний, которые распадаются в процессе реакции. Обычное разделение переменных в уравнении Шредингера приводит к временному множителю в волновой функции вида

$$e^{-iE_0 t/\hbar} = e^{-i\epsilon_0 t/\hbar} e^{-\Gamma t/2\hbar},$$

который означает затухание состояния во времени. С этим связано требование, чтобы пропорциональная Γ_r величина $\text{Im}(1/a)$ была положительна. Второе соотношение (20.11) также удовлетворяет выбору положительного знака в формуле (20.7) и обеспечивает положительность как Γ_s , так и Γ_r . Таким образом, резонансные явления могут быть полностью определены, если известна обобщенная длина рассеяния как функция k для данного ядра. Чаще используется другая картина. Ядро рассматривается как сфера определенного радиуса R , а рассеяние или реакции происходят соответственно внутри и вне этой сферы. Это разделение не может быть полностью физически оправдано: оно представляет собой только формальный метод описания возмущений, вызывающих появление расходящейся волны с амплитудой η_0 , которую только и можно измерить. Важно подчеркнуть, однако, какие эффекты связаны с ядерными уровнями, а какие просто с наличием ядерного вещества в некотором объеме определенных размеров и формы. Функцию $1/a$ можно сопоставить с определенными условиями, связывающими волновую функцию во внешней области с волновой функцией внутри ядра, и тогда резонансное условие $1/a=0$ превращается в условие того, что производная волновой функции обращается в нуль на некотором радиусе $d\psi/dr|_R=0$ [см. ниже формулу (20.23)].

Чтобы ввести сферу радиуса R , мы воспользуемся тем, что η представляет собой отношение амплитуды расходящейся волны к амплитуде сходящейся волны. Во всех опытах по рассеянию и по изучению реакций значение

этого отношения определяется при помощи измерений, выполняемых на асимптотически большом расстоянии от центра рассеяния. Но значение этого отношения можно отнести к поверхности сферы, внутри которой происходят все неизвестные взаимодействия, если учесть поправку на изменение волновых функций с расстоянием во внешней области, где действуют только известные силы. Тогда амплитуда рассеяния будет определяться только свойствами внутренней области. Запишем волновые функции, соответствующие расходящейся и сходящейся волнам [точнее, радиальные функции $r\psi(r)$], в следующем виде:

$$r\psi = \begin{cases} u_0(r) = u_+(\infty) e^{+ikr}, \\ u_i(r) = u_-(\infty) e^{-ikr}, \end{cases}$$

где $u_+(\infty)$ и $u_-(\infty)$ — постоянные амплитуды на бесконечности. Из определения η_0 мы имеем

$$\eta_0 = \frac{u_+(\infty)}{u_-(\infty)} = \frac{u_{\text{внеш.}}(R) e^{-ikR}}{u_{\text{внутр.}}(R) e^{+ikR}} = \eta_0(R) e^{-2ikR}. \quad (20.13)$$

Это соотношение определяет величину $\eta_0(R)$, аналогичную величине η_0 , но представляющую собой отношение амплитуд расходящейся и сходящейся волн *на поверхности ядра*, причем $\eta_0(R)$ не зависит от внешних сил. Поэтому мы можем определить величину $a_R(k)$

$$\eta_0(R) = \frac{1 - ika_R(k)}{1 + ika_R(k)} \quad (20.14)$$

точно таким же образом, как была определена величина η_0 в формуле (20.4), но теперь величина $a_R(k)$ представляет собой обобщенную длину рассеяния, соответствующую только области внутри ядра.

Поперечные сечения в формуле (20.5) можно выразить через $a_R(k)$. Множитель $\exp(-2ikR)$ в формуле (20.13) не войдет в поперечное сечение реакции, зависимость которой от $a_R(k)$ будет такая же, как и от $a(k)$, но поперечное сечение упругого рассеяния примет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{упр.}}^{(0)} &= 4\pi \left| \frac{1 - \eta_0}{2ik} \right|^2 = 4\pi \left| \frac{1}{2ik} \left[1 - e^{-2ikR} \frac{1 - ika_R}{1 + ika_R} \right] \right|^2 = \\ &= 4\pi \left| \frac{e^{ikR} \sin kR}{k} + \frac{1}{ik + 1/a_R} \right|^2. \quad (20.15) \end{aligned}$$

Два члена, входящие в эту формулу, называются соответственно амплитудами потенциального и резонансного рассеяний. Эту формулу следует сравнить с формулой (20.5), которая выражает $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ только через $a(k)$.

Сечение, записанное в виде (20.15), ведет себя, конечно, в точности так же, как сечение, записанное в (20.5), но теперь можно ясно видеть, как влияет на упругое рассеяние наличие конечного объема взаимодействия ядерного вещества. Потенциальное и резонансное рассеяния в общем случае интерферируют, и даже весьма простые выражения для $a_R(k)$ приводят к совсем разному поведению поперечного сечения. Зависимость потенциального рассеяния от R и k дается в явном виде; резонансный же член определяет зависимость $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ от внутренней структуры ядра. Если $a_R(k)$ обращается в нуль, то ядро ведет себя как абсолютно твердая сфера. Поперечное сечение рассеяния не обращается при этом в нуль, а равняется поперечному сечению рассеяния твердой сферой. Благодаря этому свойству удобнее при изучении ядерных реакций выражать поперечное сечение через радиус определенной сферы, чем через обобщенную длину рассеяния $a(k)$, которой мы до сих пор пользовались, в частности при рассмотрении рассеяния отдельным нуклоном, когда введение такой сферы взаимодействия не является естественной моделью. При энергиях около 1 Бэв, когда значение $\lambda = 1/k$ достигает комптоновской длины волны нуклона $\hbar/Mc = 0,22 \cdot 10^{-13}$ см, модель рассеивающей сферы становится правдоподобной даже для рассеяния отдельным нуклоном.

Представляет интерес рассмотреть формулу (20.15) в нескольких частных случаях. В предельном случае малых энергий, когда $kR \ll 1$, главная парциальная волна является S -волной. Значение сечения $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ достигает максимума при $1/a_R \rightarrow 0$, что является обычным условием резонанса, тогда должно иметь место соотношение

$$\sigma_{\text{упр.}}^{(0)} \rightarrow 4\pi \left| R + \frac{1}{ik} \right| = 4\pi\lambda^2.$$

Как можно видеть из формулы (20.6), ограничившись первым приближением, значение a_R становится отрицательным, когда энергия меньше резонансного значения. Если к тому

же $kR \ll 1$, то в этом случае можно записать, что

$$\sigma_{\text{упр.}}^{(0)} \approx 4\pi \left| R + \frac{1}{ik + 1/a_R} \right|^2 \approx 4\pi \frac{1 + R/a_R}{k^2 + 1/a_R^2}. \quad (20.16)$$

Тогда значение $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ будет уменьшаться благодаря частичному сокращению a_R и R , в то время как при $E \rightarrow E_R$ имеет место резонансный максимум. Этот минимум перед резонансным максимумом в ряде случаев наблюдался. При более высоких энергиях kR принимает значения $\pi/2$, $3\pi/2$, ... При $1/a_R \rightarrow 0$ мы можем записать

$$\sigma_{\text{упр.}}^{(0)} \approx 4\pi \left| \frac{e^{ikR} \sin kR - i}{k} \right|^2, \quad (20.17)$$

откуда видно, что при резонансе сечение $\sigma_{\text{упр.}}^{(0)}$ может иметь минимум вместо максимума. Этот эффект также наблюдался при рассеянии в легких элементах (правда, при рассеянии протонов, когда потенциальное рассеяние включает кулоновское рассеяние). Конечно, встречаются промежуточные случаи, соответствующие всей области между максимумом и минимумом; сдвиг фазы амплитуды резонансного рассеяния на 180° , происходящий при $E = E_R$, приводит к появлению весьма медленно меняющегося потенциального члена, зависящего как от фаз, так и от амплитуд соответствующих величин.

Эту формулировку можно обобщить при учете кулоновских и центробежных сил. В результате такого обобщения формулы остаются очень похожими на предыдущие, но с той лишь разницей, что фаза kR и простой член ika в формулах (20.13) и (20.14) заменяются на некоторые более сложные функции $\alpha(R)$ и $iK(k)a$, где K может быть комплексным. Соотношение между обобщенной и рассмотренной выше простейшей формулировками такое же, как между теорией эффективного радиуса в случае рассеяния нейтронов протонами и в случае рассеяния протонов протонами. Такое обобщение может быть наилучшим образом выполнено, если вернуться вновь к выводу формулы (20.1) для парциальных сечений (см. Блатт и Вайскопф [11], гл. 8). Обратная длина рассеяния $1/a_R$ оказывается пропорциональной логарифмической производной волновой функции при $r=R$.

3. НАБЛЮДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ

Многие ядерные резонансы были идентифицированы и более или менее детально изучены. В элементах до неона было исследовано очень детально около 300 резонансов, главным образом в реакциях с заряженными частицами; такое же число резонансов было идентифицировано, но менее детально изучено в элементах со значениями A порядка 30—40; у ядер с большими массами почти все из нескольких сотен известных уровней наблюдались при захвате и рассеянии нейтронов с энергией до 1000 эв.

В первых опытах по захвату нейтронов (Ферми и др., Мун и Тилмен) были использованы остроумные и весьма сложные методы изучения самопоглощения нейтронов, индуцирующей радиоактивность в различных элементах. В настоящее время наиболее удовлетворительные методы состоят в определении скорости нейтронов по времени их пролета от источника к детектору. Пульсация нейтронных пучков осуществляется либо модуляцией ионных или электронных пучков перед бомбардировкой ими мишени, из которой возникают нейтроны, либо быстро вращающейся заслонкой, периодически перекрывающей пучок выходящих из реактора нейтронов. Для исследования очень медленных нейтронов часто используется кристаллический спектрометр, на который направляется пучок нейтронов из реактора. Многие результаты этих измерений были опубликованы группой, работающей на циклотроне Колумбийского университета (Рейнуотер и др.), в ряде статей, печатавшихся начиная с 1947 г. в американском журнале *Physical Review*, а также работниками Брукхэйвенской, Аргонской, Окриджской и Харуэллской лабораторий (см. обзор Хьюгса и Харвея [40]¹).

Полученные сведения о резонансах могут быть наилучшим образом описаны статистически путем нахождения среднего расстояния между уровнями, их «ширины рассеяния» Γ_s , ширины реакции Γ_r и т. д.

¹) Большое число измерений было также выполнено советскими исследователями. См., например, Труды Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955 г.—*Прим. ред.*

Среднее расстояние между уровнями, наилучшим образом полученное при обработке данных для ядер, для которых наблюдалось достаточно много уровней, быстро убывает с ростом атомного веса. Для медленных нейтронов оно составляет несколько десятков *кэв* для легких ядер ($A < 30$), один или несколько *кэв* для ядер, значения A которых лежат между 50 и 60, и порядка 10 *эв* для ядер, у которых $A \geq 100$, причем на этот общий ход накладываются много индивидуальных изменений (ср. обсуждение модели оболочек в § 19, п. 3). Общее увеличение плотности уровней с A можно интерпретировать на основе того факта, что при увеличении числа частиц число различных способов распределения энергии возбуждения может возрастать. Этот вопрос будет рассмотрен в п. 6, где будет также показано, что плотность уровней быстро возрастает с увеличением энергии возбуждения ядра — заключение, которое трудно получить непосредственно из опыта. Однако если его принять, то можно объяснить, почему плотность уровней перестает увеличиваться при $A > 100$. Захват медленных нейтронов соответствует энергии возбуждения составного ядра, которая равна энергии связи нейтрона. Эта энергия связи нейтрона убывает для ядер, у которых значение A меняется от 100 до 200, и этот эффект уменьшения энергии возбуждения приблизительно компенсирует эффект возрастания плотности уровней с увеличением A , измеряемый при помощи медленных нейтронов.

Экспериментально ширину Γ_n можно определять двумя различными методами. Во-первых, в обычном случае при $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ поперечное сечение захвата при точном резонансе равно

$$\sigma_\gamma^{(0)} = \text{const} \frac{\Gamma_n}{E_\gamma \Gamma}, \quad (20.18)$$

здесь Γ — ширина резонанса, поэтому Γ_n можно определить, зная значение σ при резонансе, Γ и E_γ . Во-вторых, отношение поперечных сечений рассеяния и захвата при резонансе равно Γ_n/Γ_γ , а Γ_γ приблизительно равно Γ . К сожалению, чтобы найти сечение рассеяния при резонансе, необходимо различать его от потенциального рассеяния.

Ширина ядерного уровня Γ связана с его временем жизни по отношению к распаду, как это было отмечено выше в п. 2:

$$|\psi_i|^2 \sim \left[\exp\left(-\frac{\Gamma t}{2\hbar}\right) \right]^2.$$

Среднее время жизни τ определяется из соотношения $\tau = \hbar/\Gamma$ и численно равно

$$\tau = \frac{6,6 \times 10^{-16}}{\Gamma(\text{эВ})} \text{ сек.} \quad (20.19)$$

Ширина большинства уровней радиационного захвата медленных нейтронов составляет $\sim 0,1 \text{ эВ}$, что соответствует времени жизни $\sim 10^{-14} \text{ сек}$, весьма большому по сравнению со временем, которое необходимо нуклону для пересечения объема ядра. Ширину можно разделить на две части, как это сделано в формуле (20.12): на ширину рассеяния Γ_s и ширину реакции Γ_r ; первая ширина в случае нейтронов обыкновенно обозначается через Γ_n . Ширина реакции в свою очередь может быть разделена на парциальные ширины, соответствующие различным реакциям, которые могут иметь место. В случае медленных нейтронов единственной энергетически возможной реакцией (кроме упругого рассеяния) обычно является испускание γ -лучей. (Главным исключением являются Li^6 и B^{10} ; они под действием бомбардировки медленными нейтронами испускают α -частицы.) В этом случае $\Gamma_r \approx \Gamma_\gamma$, т. е. радиационной ширине, соответствующей испусканию γ -лучей, и

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n. \quad (20.20)$$

Как мы увидим в дальнейшем, нейтронная ширина в случае медленных нейтронов пропорциональна скорости нейтронов v , в то время как Γ_γ не зависит от v . Поэтому при достаточно малых энергиях нейтронов радиационная ширина всегда больше нейтронной ширины. Для ядер с $A \geq 100$, которые не имеют заполненных нейтронных оболочек, это условие выполняется вплоть до энергии нейтронов порядка нескольких $k\text{эВ}$, т. е. во всей обычно исследуемой при помощи нейтронных селекторов области энергий. Величина наблюдаемых ширин уровней Γ составляет приблизительно $0,1 \text{ эВ}$ и в основном совпадает с Γ_γ .

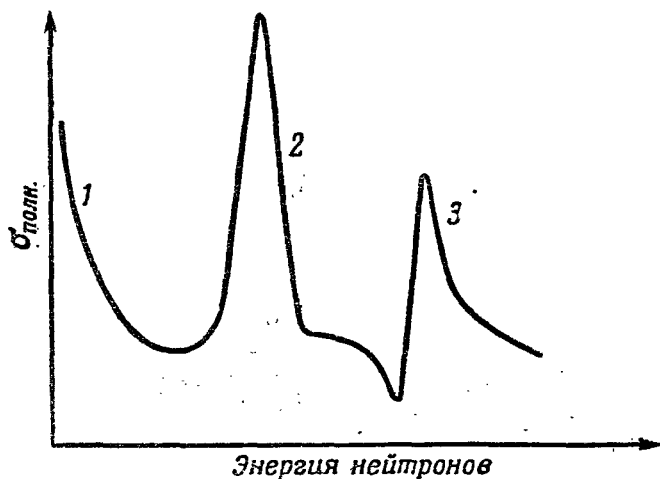
Если $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$, то захват нейтронов значительно более вероятен, чем рассеяние, что и наблюдалось для тяжелых ядер и ядер среднего веса при реакциях под действием медленных нейтронов.

С другой стороны, для более легких ядер (и для «магических» ядер) имеет место обратный случай. Например, в Mn^{55} имеется сильный резонанс при энергии нейтронов 345 эв , для которого $\Gamma_n = 20 \text{ эв}$, а Γ_γ составляет только 1 эв . В общем случае для ядер с $A < 60$ наблюдаются главным образом резонансы рассеяния. Относительно большая нейтронная ширина в легких (и магических) ядрах непосредственно связана с большим расстоянием между уровнями, обнаруженными у таких ядер [см. формулу (20.32)]. Нейтронные ширины были статистически исследованы для большого числа уровней. Найденные средние значения и их флуктуации согласуются с представлениями оптической модели или модели составного ядра, которые рассматриваются в п. 6. Значение ширины Γ_γ оказывается постоянным, проявляя некоторую тенденцию к возрастанию при малых A . В п. 7 будет кратко изложена теория γ -излучения.

В области вблизи нулевой энергии при отсутствии близлежащих резонансов ширина рассеяния Γ_s пропорциональна v . Это следует из того факта, что ширина Γ_s пропорциональна вероятности повторной эмиссии нейтрона в 1 сек и поэтому пропорциональна плотности состояний рассеянных нейтронов в пространстве импульсов $\rho^2(dp/dE) \sim \rho$. Формула Брейта — Вигнера приобретает вид $\sigma_r^{(0)} \sim \lambda^2 v \sim 1/v$, так как все специфические ядерные величины остаются практически постоянными при малых энергиях, соответствующих $v \rightarrow 0$. Отсюда следует хорошо известный закон $1/v$ для поперечного сечения захвата при очень малых энергиях. Этот закон приводит к тому, что число актов захвата в 1 сек на один атом мишени $\sigma_r v$ не зависит от распределения нейтронов по энергиям и пропорционально только полной плотности нейтронов. Для очень легких ядер резонансные уровни отстоят далеко друг от друга и вероятность нахождения уровня при малых энергиях мала. Например, для захвата нейтронов ядром B^{10} закон $1/v$ справедлив по крайней мере до 100 кэв и, возможно, даже до 1 Мэв . Поэтому поглощение нейтронов в B^{10} может служить для

грубого измерения скорости нейтронов; оно дает весьма удобный эталон для измерения поперечных сечений благодаря как независимости захвата от энергии, так и большой величине поперечного сечения.

Данные о положении и характере нейтронных резонансов составляют большую часть сведений, которыми мы



Ф и г. 22. Типичная экспериментальная кривая полного поперечного сечения столкновения медленных нейтронов с тяжелыми ядрами.

1 — захват пропорционален $1/v$; 2 — резонанс захвата; 3 — резонансное рассеяние. Максимуму резонансного рассеяния предшествует минимум, связанный с интерференцией между резонансным и потенциальным рассеяниями, согласно формуле (20.17). Энергия нейтронов меньше 10 кэв.

располагаем относительно состояний тяжелых ядер. При значениях энергии, которые примерно на 1 кэв выше наименьшей энергии нейтронов, уровни, как мы видели, расположены столь густо, что они перекрываются, и индивидуальные резонансы более не проявляются. Следует отметить, что из изучения резонансов методом рассеяния и захвата нейтронов можно получить лишь случайный набор тех состояний ядра, которым соответствует энергия возбуждения около 8 Мэв, и весьма возможно, что примерно миллион состояний в ядрах со средним атомным весом лежит ниже этой изучаемой области. Это означает, что

распределение уровней по энергиям является беспорядочным и статистическое рассмотрение подтверждает эту мысль.

Для протонов резонансы захвата наблюдались только в очень легких ядрах. Уровни в этом случае расположены на расстояниях порядка от 10 до 100 кэв при энергии возбуждения ~ 10 Мэв. Для более тяжелых ядер резонансному захвату протонов препятствует кулоновский барьер, так как значение энергии возбуждения, которую получает ядро при захвате протона, имеющего достаточную для прохождения над кулоновским барьером энергию, столь высоко, что резонансные уровни в этой области перекрываются. Наблюдалось также несколько резонансов для α -частиц, при взаимодействии ядер с которыми происходят главным образом реакции с испусканием протонов или нейтронов, а также для других частиц, например дейтронов и H^3 . Резонансы у многих ядер вплоть до значений $A \approx 20$ довольно хорошо идентифицированы во всей области энергий от основного состояния до возбуждений порядка 10—20 Мэв. Прекрасный обзор всей массы данных о легких ядрах можно найти в ряде работ Айзенберга и Лауритсена (последнюю статью см. в [1]). Данные для элементов от Са до Zr см. также в сборнике под ред. Уэй [79].

Предметом многих исследований явились учет спина в дисперсионных формулах (формулах Брейта — Вигнера) и рассмотрение результатов, получающихся при учете нескольких резонансных уровней. Принципиально новыми данными, полученными в результате этих исследований, кроме уже упоминавшихся, являются угловые распределения рассеянных частиц вблизи резонанса. Эти результаты позволяют в ряде случаев приписать уровням определенные квантовые числа, в основном связанные с моментом количества движения и четностью.

4. СОСТАВНОЕ ЯДРО

До сих пор мы ограничивались формальным рассмотрением характера зависимости величины $1/a_R$ от энергии и типа падающих частиц и лишь в малой степени касались вопроса об истинном определении величин Γ_s и Γ_r , определяющих энергетическую зависимость $1/a_R$ вблизи резо-

нанса. Одной из сравнительно плодотворных моделей, позволяющей оценить эти величины, является модель составного ядра.

Концепцию составного ядра ввел Бор в 1935 г. Чтобы дать ясное представление об этой концепции, мы разберем вопрос о различии между атомными и ядерными столкновениями.

Для столкновений быстрой частицы с атомом применимо борновское приближение, поскольку падающая частица проходит сквозь атом практически невозмущенной. Рассеяние на малые углы, неупругие столкновения и излучение — вот те процессы в порядке убывающей вероятности, которые происходят с частицей. Почти свободное прохождение частиц через атом связано с тем, что атом — слабо связанная система. Другими словами, причина состоит в том, что энергия взаимодействия падающего электрона с атомными электронами много меньше начальной энергии падающего электрона, которая составляет, например, несколько тысяч электронвольт, а это является основным условием применения борновского приближения.

Ядерные взаимодействия имеют порядок величины 20 Мэв, что значительно превышает кинетическую энергию обычно применяемых частиц, которая меньше нескольких Мэв. Здесь условия противоположны тем, которые требуются для применения борновского приближения. В этом случае энергия взаимодействия важнее, чем кинетическая энергия.

Есть еще и другое отличие. Столкновение электрона с атомом можно рассматривать как взаимодействие со средним атомным «полем Хартри». Такое приближение справедливо потому, что взаимодействие с отдельным электроном гораздо меньше среднего взаимодействия со всеми электронами. С другой стороны, вследствие малого значения радиуса действия и свойства насыщения ядерных сил взаимодействие нуклонов ограничено только небольшим числом соседних нуклонов. Поэтому индивидуальные взаимодействия будут так же важны, как и среднее общее взаимодействие, и поэтому замена ядра средним полем недопустима.

Можно видеть, что большой успех приближения Хартри, проявившийся в современной модели оболочек с сильным

спин-орбитальным взаимодействием, прямо противоречит последнему утверждению. Вопрос о том, как примирить хотя бы частично модель оболочек, особенно хорошо применимую к ядерным состояниям с малым возбуждением, с моделью составного ядра, которая применима главным образом к состояниям с довольно большой энергией возбуждения $T \approx T_B$, мы рассмотрим в п. 7.

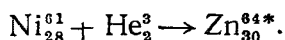
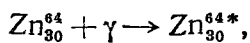
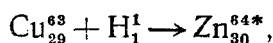
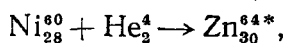
Теория Бора, учитывающая большие взаимодействия и описывающая их при помощи понятия составного ядра, основывается на следующих утверждениях.

1. *Каждая частица, попадающая в ядро, захватывается им.* Образующееся при этом новое ядро называют *составным ядром*. Основанием для этого утверждения является то, что падающая частица после взаимодействия с одним или двумя нуклонами передает большую часть своей энергии этим нуклонам и, следовательно, ядру еще до того, как частица пройдет через него. В результате она не обладает достаточной кинетической энергией, чтобы преодолеть ядерные силы притяжения, и поэтому оказывается захваченной ядром.

2. *Время жизни составного ядра велико* по сравнению с естественным ядерным масштабом времени (равным времени, которое требуется нейтрону на пролет ядра, например 10^{-12} см/ 10^9 см/сек $\approx 10^{-21}$ сек). Основанием для этого утверждения является то, что составное ядро будет находиться в возбужденном состоянии (энергия возбуждения относительно основного состояния равна энергии падающей частицы плюс энергия связи частицы) до тех пор, пока энергия возбуждения или значительная часть ее не сконцентрируется опять на одной частице.

3. *Окончательный распад ядра не зависит от способа его образования*, т. е. имеются определенные вероятности распада ядра на возможные остаточные ядра, причем вероятности не зависят от того, как это ядро было образовано. Объяснение можно искать в большом времени жизни составного ядра, в течение которого предполагается установление полного статистического равновесия, так что ядро «успевает забыть», как оно было образовано; образование и распад могут рассматриваться как независимые события.

Например, в результате любой из нижеследующих реакций, а также и во многих других реакциях может быть образовано как «составное ядро» ядро Zn_{30}^{64*} в сильно возбужденном состоянии



Затем оно может вновь распасться по обратным реакциям с определенной вероятностью, не зависящей от способа его образования, так что в конце концов вновь образуются начальные ядра. Эти ядра с вероятностью, опять-таки не зависящей от способа образования составного ядра, могут остаться в возбужденном состоянии. Первые две из перечисленных реакций были действительно изучены экспериментально Гхошалом [30], который нашел, что при данной энергии возбуждения отношение поперечных сечений испускания составным ядром различных продуктов распада с точностью до 10% не зависит от способа образования составного ядра. Наблюдались и другие примеры, подтверждающие это положение, а также некоторые исключения.

Образование составного ядра. Согласно утверждению 1, поперечное сечение образования составного ядра равно поперечному сечению реакции, выраженному формулой (20.126). Это означает, с учетом утверждения 2, что вероятность случайной концентрации всей энергии возбуждения на одной частице того же типа, что и падающая частица, столь мала, что ею можно пренебречь. Следовательно, упругие процессы должны отсутствовать; любой наблюдаемый упругий процесс соответствует таким столкновениям, при которых падающая частица не достигает ядра, а рассеивается внешним потенциалом или отражается от поверхности ядра. Конечно, это заключение может быть точным только в том случае, если ниже возбужденного уровня составного ядра имеется много других уровней, в которые ядро может переходить. Если же ниже возбужденного уровня имеется лишь несколько уровней, то

вероятность вылета падающей на ядро частицы (упругое рассеяние) значительно увеличивается; такое упругое рассеяние, конечно, интерферирует с потенциальным рассеянием. Это ограничивает применение модели составного ядра ядрами со средними или большими значениями A и энергиями возбуждения по крайней мере в несколько $Mэв$. При энергиях возбуждения выше нескольких десятков $Mэв$ средняя длина свободного пробега нуклона в ядерном веществе начинает возрастать с увеличением энергии, и ядра (за исключением, может быть, самых тяжелых) перестают быть «нейпроницаемыми» (нарушение утверждения 1). Но в области возбуждений от нескольких $Mэв$ до 30—40 $Mэв$ для не слишком легких ядер модель составного ядра представляется правдоподобной.

Весьма непосредственную проверку основных утверждений можно произвести при помощи нейтронов с энергией около 15 $Mэв$. Для быстрых нейтронов, удовлетворяющих условию $\lambda \ll R$ [для нейтронов с кинетической энергией, равной $E(Mэв)$, длина волны $\lambda = \{4,55/E(Mэв)\}^{1/2} \times 10^{-13}$ см], с достаточной точностью применимо классическое понятие траектории, так как неопределенность в положении нейтрона — порядка λ . Наблюдаемое значение поперечного сечения реакции для таких нейтронов равно πR^2 , а полное поперечное сечение с учетом дифференциального рассеяния — $2\pi R^2$ (см. п. 1).

При меньших энергиях классическое приближение неприменимо; оно неприменимо также и в случае протонов из-за кулоновского барьера, которым можно пренебречь для тяжелых ядер лишь при таких больших энергиях, при которых утверждение о «черноте» становится сомнительным. При этом следует непосредственно суммировать сечения, соответствующие различным парциальным волнам, с использованием теории прохождения через потенциальный барьер. Экспериментально определенные значения для поперечных сечений реакций, в которых участвуют заряженные частицы с энергией порядка 8—12 $Mэв$ и ядра со средними и большими A , удовлетворительно согласуются с теоретическим значением суммы сечений, соответствующих парциальным волнам.

Рассмотрим простой случай нейтронов в s -состоянии, но не в классическом предельном случае; тогда из фор-

мулы (20.5) и утверждений 1 и 2 мы имеем

$$\sigma_{\text{сост.}}^{(0)} \approx \sigma_r^{(0)} = \frac{4\pi k \operatorname{Im}(1/a_R)}{|ik + 1/a_R|^2}.$$

При этом модель составного ядра приводит к определенному выбору величины $1/a_R$. Так как попадание частиц в ядро не вызывает упругого рассеяния, то поперечное сечение реакции должно быть велико настолько это возможно. Поэтому $1/a_R$ должна быть чисто мнимой и

$$\frac{1}{a_R(k)} = iK(k), \quad (20.21)$$

где $K(k)$ — некоторая обратная длина, являющаяся неизвестной функцией от k . Теперь можно записать, что

$$\sigma_{\text{сост.}}^{(0)} = \pi K^2 \frac{4kK}{(k+K)^2}. \quad (20.22)$$

Обратной длине K можно дать физическую интерпретацию, на основании которой в дальнейшем произвести ее оценку. Для этого воспользуемся соотношением (20.13). Величина $\eta_0(R)$ связана с внутренними свойствами ядра, но она определяется только во внешней области при $r > R$. В действительности η_0 не остается непрерывной на границе ядра R . Но из физических соображений можно заключить, что частицы не могут ни исчезать, ни появляться на поверхности ядра и, следовательно, ток частиц должен быть непрерывным при значении радиуса R , соответствующем границе. Это означает, как обычно, непрерывность как радиальной функции $r\psi = u_{\text{расх.}}(r) + u_{\text{сход.}}(r)$, так и ее радиальной производной $d(r\psi)/dr \equiv (r\psi)' = u'_{\text{расх.}} + u'_{\text{сход.}}$. Отношение последних двух величин, которое также непрерывно, можно всегда выразить через волновую функцию ψ во внешней области

$$\frac{(r\psi)_{r=R}}{(r\psi)'_{r=R}} = \frac{u_{\text{расх.}}(R) + u_{\text{сход.}}(R)}{u'_{\text{расх.}}(R) + u'_{\text{сход.}}(R)} = \frac{u_{\text{расх.}}(R) + u_{\text{сход.}}(R)}{ik [u_{\text{расх.}}(R) - u_{\text{сход.}}(R)]}. \quad (20.23)$$

Используя соотношение (20.14), получаем

$$\frac{(r\psi)_{r=R}}{(r\psi)'_{r=R}} = \frac{[\eta_0(R) + 1]}{ikR [\eta_0(R) - 1]} = \frac{i}{ik \cdot ka_R} = \frac{1}{k^2 a_R}, \quad (20.24)$$

так что

$$\frac{1}{ka_R} = \frac{k(r\psi)}{(r\psi)'} = \frac{kR}{f_0}.$$

Здесь мы ввели обычно используемую в литературе безразмерную величину $f_0(k)$, пропорциональную логарифмической производной волновой функции на поверхности ядра. С помощью $f_0(k)$, которая пропорциональна определенной нами ранее обобщенной длине рассеяния $1/a_R(k)$, также можно описывать рассеяние s -волны или поперечное сечение реакций.

В общем случае невозможно вычислить волновую функцию ψ внутри ядра. Но если для какой-либо простой модели можно получить значение ψ во внутренней области ядра, то величину $1/a_R$ (или f_0) можно найти непосредственно из свойств $\psi_{\text{внутр.}}$. В нашем случае можно предположить, что внутри объема, ограниченного сферой радиуса R , волновая функция частицы представляет собой простую сходящуюся сферическую s -волну с постоянным волновым числом; во внутренней ядерной области не существует расходящихся волн. Эта правдоподобная физическая картина выражает «черноту» составного ядра. При таком предположении (соответствующем прямоугольной потенциальной яме с полностью исключенной расходящейся волной) волновую функцию при $r < R$ можно записать в следующем виде:

$$r\psi = u_{\text{расх.}} + u_{\text{сход.}} \rightarrow 0 + \text{const } e^{-iKR},$$

где $K(k)$ — волновое число сходящейся нуклонной волны внутри сферы радиуса R , и поэтому

$$\frac{(r\psi)_{\text{внутр.}}}{(r\psi)'_{\text{внутр.}}} \rightarrow \frac{(r\psi)_{r=R}}{(r\psi)'_{r=R}} = \frac{e^{-iKR}}{-iKe^{-iKR}} = \frac{i}{K}. \quad (20.25)$$

Отношение, стоящее в левой части формулы (20.25), непрерывно при радиусе R , и поэтому его можно приравнять той же величине, но вычисленной с использованием внешней волновой функции на основании формулы (20.24)

$$\frac{1}{f_0} = \frac{1}{R} \frac{r\psi}{(r\psi)'} = \frac{i}{KR} = \frac{1}{k^2 R a_R}.$$

Отсюда следует выражение для $1/a_R$ [см. формулу (20.21)]

$$\frac{1}{a_R(k)} = \frac{ik^2}{K(k)}.$$

Такая модель, использующая свойства непрерывности функций, приводит к следующему выражению для поперечного сечения образования составного ядра:

$$\sigma_{\text{сост.}}^{(0)} = \pi\lambda^2 \frac{4kK}{(k+K)^2}, \quad (20.26a)$$

где K — волновое число нуклона внутри ядра, вычисленное для частицы, движущейся в однородной потенциальной яме глубиной V_0 , так что

$$K^2 = K_0^2 + k^2, \quad \frac{\hbar^2 K_0^2}{2M} = V_0.$$

Описание движения нуклона при помощи такой потенциальной ямы, в которой отсутствует расходящаяся волна, конечно, неполно. Отсюда можно получить желаемые предельные значения. При $\lambda \rightarrow 0$ из (20.22), как и ожидалось, следует, что

$$\sigma_r^{(0)} \rightarrow \pi\lambda^2 \quad (20.26б)$$

и значение сечения $\sigma_r \approx \pi R^2$, соответствующее геометрическим размерам ядра, может быть получено только в том случае, если для всех частиц с орбитальным моментом, позволяющим достичь ядра, имеет место максимально возможное значение поперечного сечения, равное $(2l+1)\pi\lambda^2$.

При малых энергиях $k/K_0 \ll 1$ и формула (20.22) принимает вид

$$\sigma_r^{(0)} = \frac{4\pi}{kK_0}, \quad (20.26в)$$

который, как и следует ожидать, для захвата медленного нейтрона соответствует закону $1/v$. Множитель $4kK/(k+K)^2$ в формуле (20.22) можно рассматривать как вероятность того, что волна достигает области, в которой скорость частицы претерпевает скачок; он представляет собой как бы коэффициент отражения от поверхности ядра и, конечно, может интерферировать с потенциальным рассеянием.

Насколько эти представления о составном ядре должны быть изменены, мы увидим в дальнейшем.

Распад составного ядра. Вероятность того, что составное ядро распадается определенным способом, связана с поперечным сечением соответствующего обратного процесса захвата и пропорциональна некоторым множителям, содержащим плотности начальных и конечных состояний. Это следует из рассмотрения условия статистического равновесия между составным ядром и всеми возможными состояниями всех остаточных ядер, которые могут быть результатом распада (аналогично тому, как мы и делали в § 12, стр. 106—107). При равновесии число ядер в малом интервале энергии между E и $E + dE$ пропорционально плотности состояний $\rho(E)$ и бoльцмановскому множителю. Так как энергия в полной системе сохраняется, то бoльцмановские множители сокращаются, и условие равновесия принимает вид

$$\rho_A W_{A \rightarrow B} = \rho_B W_{B \rightarrow A}, \quad (20.27)$$

где ρ_A и ρ_B — плотности начальных и конечных состояний системы при соответствующих энергиях, а величины W являются вероятностями прямого и обратного процессов.

В рассматриваемом нами случае A является возбужденным составным ядром с плотностью состояний $\rho_A(E_A) = 1/D_A$, где D — среднее расстояние между соседними уровнями при энергии возбуждения E_A относительно основного состояния ядра A . (Каждое состояние учитывается соответственно своему статистическому весу.) $W_{A \rightarrow B}$ — вероятность распада составного ядра в определенное состояние остаточного ядра B , имеющее энергию возбуждения E_B , с испусканием частицы (например, нейтрона) энергии E ; $W_{B \rightarrow A}$ — вероятность того, что ядро B захватит эту частицу, энергия которой равна E , и образует составное ядро с энергией возбуждения E_A . Наконец, $\rho_B(E_B)$ дает число состояний испускаемой частицы в интервале между E и $E + dE$, т. е.

$$\rho_B = \frac{4\pi p^2}{v (2\pi\hbar)^3}, \quad (20.28)$$

где p и v — соответственно импульс и скорость испускаемой частицы. Используем теперь соотношение между вероятностью захвата и поперечным сечением захвата, которое в случае одного нейтрона, заключенного в ящик

единичного объема и движущегося со скоростью $v = (2E/m)^{1/2}$, имеет следующий вид:

$$W_{B \rightarrow A} = \rho \sigma_f(E), \quad (20.29)$$

а также соотношение между энергиями возбуждения E_A и E_B

$$E_B = E_A - E - B,$$

где E — энергия испускаемой частицы, а B — ее энергия связи в невозбужденном ядре A .

Используя эти соотношения и полагая в формуле (20.2) $l = 0$ (другие значения l дают аналогичные результаты), мы можем получить соотношение, с помощью которого можно вычислить вероятность распада $W_{A \rightarrow B} \equiv \Gamma_B/\hbar$ через поперечное сечение образования составного ядра при обратной реакции захвата $\sigma_c^{(0)}$

$$\frac{1}{D_A} \frac{\Gamma_B}{\hbar} = \rho_B v \sigma_c^{(0)}; \quad (20.30)$$

$\sigma_c^{(0)}$ может быть дано выражением

$$\sigma_c^{(0)} = \pi \lambda^2 \xi_B, \quad (20.31)$$

где ξ_B — вероятность образования составного ядра при попадании частицы на поверхность ядра (вероятность прилипания). Тогда

$$\frac{1}{D_A} \frac{\Gamma_B}{\hbar} = \rho_B v \pi \lambda^2 \xi_B,$$

откуда, подставляя (20.28), получаем после упрощения

$$\frac{\Gamma_B}{D_A} = \frac{\xi_B}{2\pi}. \quad (20.32)$$

Эта важная формула связывает вероятность распада Γ_B , приводящую к определенному состоянию остаточного ядра, с расстоянием между уровнями D_A . При больших энергиях вероятность ξ_B достигает значения, равного единице; при малых энергиях ξ_B пропорциональна скорости v испускаемой частицы. Как D_A , так и Γ_B можно получить из экспериментальных данных; величины D_A и ξ_B , кроме того, могут быть оценены из различных статистических моделей тяжелых ядер.

Формула (20.32) приводит к важной физической интерпретации расстояния между уровнями D_A . Сильно возбужденные состояния с энергией, близкой к значению E_A , можно использовать для построения волнового пакета, представляющего частицу, движущуюся по орбите внутри возбужденного ядра. Если ядро может распадаться, то такой пакет должен представлять движение частицы, вошедшей в ядерное вещество и движущейся внутри него долгое время, пока она вновь не достигнет поверхности ядра с тем же самым значением энергии. Время возврата к первоначальной конфигурации определяется наименьшей разностью частот компонент волнового пакета и для равномерно распределенных уровней составляет $\sim 2\pi\hbar/D$. Согласно формуле (20.32), можно утверждать, что время жизни распадающегося состояния в точности равно вероятности прохождения через поверхность, умноженной на время возврата к первоначальной благоприятной конфигурации. Если состояние составного ядра хорошо определено и с ним связаны резонансные явления, то $\Gamma_B(E_A) \ll D_A$ и частица должна много раз подходить к поверхности, прежде чем она сможет покинуть ядро. Если она может выйти из ядра всякий раз, когда достигается нужная конфигурация, то $\Gamma_B \sim D_A$ и состояние составного ядра станет весьма неопределенным по энергии.

Вероятность распада Γ_B/\hbar связана также с шириной резонансов, наблюдаемых в этих реакциях. Так как полная вероятность распада

$$\frac{\Gamma}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} \sum_B \Gamma_B, \quad (20.33)$$

то зависимость волновой функции от времени имеет вид

$$e^{-iEt/\hbar} e^{-\Gamma t/2\hbar} = e^{-i\left(E - \frac{1}{2}\Gamma\right)t/\hbar}. \quad (20.34)$$

[Заметим, что в соответствии с формулой (20.19) квадрат абсолютного значения волновой функции дает вероятность нахождения ядра в данном состоянии и распада.] Квадрат компоненты Фурье выражения (20.34) имеет вид

$$\frac{1}{(E' - E)^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Таким образом, величина Γ , размерность которой совпадает с размерностью E , определяет ширину уровня или резонансной линии. Величина Γ_B — *парциальная ширина уровня*, т. е. та часть Γ , которая обуславливается распадом в определенное состояние ядра B .

Видно, что полученное непосредственно соотношение между временем распада и соответствующей шириной уровня в точности совпадает с тем, которое следует из общих идей теории рассеяния [см. текст после формулы (20.9)].

Так как составное ядро должно в конечном счете распаться, то поперечное сечение реакции, заканчивающейся состоянием B , равно поперечному сечению ядра образования составного ядра умноженному на Γ_B/Γ . Таким образом,

$$\sigma_{rB} = \frac{\sigma_c \Gamma_B}{\Gamma} \quad (20.35)$$

и для быстрых частиц

$$\sigma_{rB} = \frac{\pi R^2 \Gamma_B}{\Gamma}. \quad (20.36)$$

При рассмотрении процесса образования составного ядра мы оценили величину ξ_B в случае захвата нейтрона в s -состоянии. Согласно (20.22),

$$\xi_B = \frac{4kK}{(k+K)^2}.$$

Это выражение правильно по крайней мере при больших энергиях, так как при $k \gg K_0$

$$\frac{4kK}{(k+K)^2} \rightarrow \frac{4k^2}{(2k)^2} = 1.$$

Грубую оценку величины K_0 можно получить в пределе малых энергий, т. е. в области, где выполняется закон $1/v$ для захвата нейтрона. Из формулы (20.26в) в этом случае получается

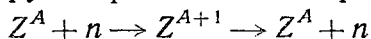
$$\sigma(n, \gamma) \approx \sigma_r^{(0)} = \frac{4\pi}{kK_0} \approx \frac{500}{[E(\text{эв})]^{1/2}} \text{ барн}, \quad (20.37)$$

где численные значения справедливы грубо для средних ядер (не «магических») в области энергий нейтронов порядка десятков или сотен $k\text{эв}$, в которой наблюдалось

большое число экспериментально неразрешенных резонансных уровней, причем энергия должна оставаться достаточно малой, так что $k \ll K_0$. Отсюда следует, что K_0 соответствует примерно такому значению V_0 [см. формулу (20.26a)], какое и следует ожидать, а именно значению $V_0 \sim 35 \text{ Мэв}$.

Когда энергия возбуждения превосходит энергию связи нуклона, то возможно много способов (часто называемых каналами) распада составного ядра. Ширина начинает представлять собой сумму значительного числа парциальных ширин, соответствующих испусканию большого количества разных частиц и переходу в различные возбужденные состояния остаточного ядра. Тогда полная ширина станет значительно больше величины D и формула (20.30), а также формулы, вытекающие из нее, будут нуждаться в изменении. В этих формулах необходимо учесть множитель $\rho_{\text{ядра}}$ vdE_B , выражающий число состояний конечного ядра [в формуле (20.30) рассматривался распад в одно определенное состояние] и определяющий распределение энергии испускаемых частиц (см. п. 5, особенно последние абзацы).

Распределение энергии и тип испускаемых частиц. Из формулы (20.32) видно, что Γ_B имеет почти одинаковые значения для всех конечных состояний ядра B , так как вероятность прилипания ξ_B является медленно меняющейся функцией энергии испускаемой частицы. Это следствие весьма полезно для рассмотрения энергетического распределения испускаемых частиц. Например, если мы рассмотрим неупругое рассеяние нейтронов



и используем тот факт, что плотность состояний *остаточного* ядра быстро увеличивается с ростом энергии, то мы видим, что остаточное ядро с наибольшей вероятностью остается в довольно сильно возбужденном состоянии и испускаемый нейтрон имеет малую энергию.

Факт испускания нейтронов, энергия которых была много меньше их начальной энергии, экспериментально подтвердился на многих ядрах. Основное условие, необходимое для справедливости этого заключения, состоит в том, чтобы начальная энергия была настолько велика,

что у ядра B наблюдалось бы большое число уровней, энергия возбуждения которых меньше начальной кинетической энергии E_0 ; при выполнении этого условия могут применяться статистические соображения. При достаточно большой кинетической энергии падающих нейтронов это условие будет выполняться для любых ядер. Для большинства ядер нейтроны могут иметь энергию порядка $1-2$ Мэв, но для «магических», как, например, свинца, или для очень легких ядер число возбужденных состояний при малых энергиях невелико, и поэтому неупругие процессы начинают доминировать только при энергии несколько Мэв. Испускание заряженных частиц, например протонов, требует прохождения потенциального барьера. Вероятность прохождения барьера подобна той, которая дается в теории α -распада; она весьма мала, за исключением тех случаев, когда энергия испускаемых протонов равна или больше высоты барьера B . Можно грубо считать, что при испускании протонов минимальная энергия должна быть равна B . Поэтому энергия остаточного ядра в этом случае будет меньше, чем при испускании нейтронов. Так как плотность состояний остаточного ядра быстро убывает с уменьшением энергии, то вероятность испускания протона гораздо меньше вероятности испускания нейтрона, потому что число соответствующих состояний меньше, в особенности если заряд ядра велик, а выделяемая энергия мала.

Испускание γ -лучей в общем случае маловероятно по сравнению с испусканием тяжелых частиц, когда последнее энергетически возможно, так как во взаимодействие ядра с излучением входит малый параметр $e^2/\hbar c = 1/137$.

Мы опустили еще один тип распада ядер. Речь идет о делении. Для наиболее тяжелых ядер с $A > 220$ парциальная ширина деления во многих случаях сравнима с нейтронными ширинами. Изучение деления представляет собой отдельную область ядерной физики.

5. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ЯДРА. ЯДЕРНАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Плотность энергетических уровней ядра быстро возрастает с увеличением энергии. Чтобы увидеть, каким обра-

зом это происходит, можно воспользоваться следующей грубой моделью. Будем считать, что частицы в ядре независимы друг от друга, и предположим, что каждая из них имеет ряд равноотстоящих энергетических уровней с расстоянием Δ между соседними уровнями. Тогда возбужденные уровни системы также будут отстоять друг от друга на величину Δ и будут иметь тем больший статистический вес, чем больше энергия возбуждения, вследствие увеличения числа способов распределения энергии между частицами. Если ввести взаимодействие между частицами, то произойдет расщепление каждого уровня; статистический вес уровня невзаимодействующей системы явится мерой измерения плотности энергетических уровней в этой же области спектра при учете взаимодействия.

Для вычисления плотности уровней нужно воспользоваться определенной моделью ядра. Мы упомянем о трех моделях (подробности см. в работе Бете [8]).

1. *Свободные частицы в ящике, имеющем размеры ядра.* Расстояние между уровнями D пропорционально $\exp(-\sqrt{E})$, где E — энергия возбуждения ядра. При $A=120$ и $E=8$ Мэв мы получаем $D \sim 10$ эв, что близко к наблюдаемому значению.

2. *Свободные частицы в ящике при наличии корреляции.* Бардин отметил, что для согласования с предположением об обменных силах модель свободных частиц следует видоизменить. Расстояние между уровнями здесь зависит от энергии возбуждения так же, как и в предыдущем случае, но имеет несколько большее значение: $D \sim 100$ эв при $A=120$ и $E=8$ Мэв.

3. *Модель оболочек.* В результате успеха этой модели в объяснении низших состояний она, вероятно, является лучшей моделью также для рассмотрения плотности возбужденных уровней. Блох [13] выполнил аналитический расчет плотности уровней в этой модели. Плотность уровней при данной энергии возбуждения имеет периодические флуктуации с A , приобретая максимальное значение для ядер, имеющих наполовину заполненные оболочки, и минимальное — для ядер, имеющих полностью заполненные оболочки. Эффект Бардина учтен в этой модели, но он в среднем почти полностью компенсируется большим статистическим весом индивидуальных нуклонных состояний

в оболочках с большим моментом количества движения, равным $2J+1$. Поэтому в среднем плотность уровней оказывается такой же, как и в простой модели 1.

Для этих моделей средние расстояния между уровнями представляются в виде функции $\exp[-f(E)]$, где $f(E)$ — медленно меняющаяся с энергией функция.

Если плотность уровней *любой* системы $\rho(E) = 1/D$ известна как функция от энергии, то можно определить энтропию $S = k \lg \rho(E)$ и температуру $\partial S / \partial E = 1/T(E)$. Поэтому каждая из трех упомянутых моделей определяет ядерную температуру в зависимости от энергии возбуждения. При энергии возбуждения 10 Мэв величина kT оказывается порядка 1 Мэв , т. е. $T = 10^{10^\circ} \text{ К}$.

Наиболее удовлетворительное и простое рассмотрение термодинамики ядра (см. Блатт и Вайскопф [11]) может быть достигнуто без использования определенной модели, если предположить, что плотность уровней имеет следующий вид:

$$\rho(E) = \frac{1}{D} = C \exp(2 \sqrt{aE}), \quad (20.38a)$$

где постоянные C и a определяются из эксперимента: например, из наблюдаемого положения низших возбужденных уровней (при энергии примерно до 1 Мэв) и из измеренного расстояния между резонансными уровнями для медленных нейтронов при энергии $\sim 8 \text{ Мэв}$ (энергия связи нейтрона в ядре). Это дает

для легких ядер

$$A \sim 40, C = 0,4 \text{ уровня на Мэв}, a = 1/\text{Мэв},$$

для средних ядер

$$A \sim 120; C = 0,02 \text{ уровня на Мэв}, a = 8/\text{Мэв}, \quad (20.38б)$$

для тяжелых ядер

$$A \sim 230, C = 0,005 \text{ уровня на Мэв}, a = 12/\text{Мэв}.$$

Эти значения могут служить лишь для грубой ориентировки. Когда энергия возбуждения ниже 1 Мэв , они практически непригодны. В этой области лучше считать, что плотность уровней не зависит от E и равна тому значению, которое получается из формул при 1 Мэв .

Любое из выражений для плотности уровней приближенно приводит к больцмановскому распределению неупруго

рассеянных нейтронов. Если обозначить начальную энергию нейтронов через E_0 и энергию испущенных нейтронов через W , то энергия возбуждения остаточного ядра будет равна $E_0 - W$. Предполагая, что плотность уровней остаточного ядра выражается в виде $\exp[+f(E)]$, и разлагая в ряд

$$f(E) = f(E_0) - f'(E_0)W + \dots,$$

получаем для плотностей уровней следующее выражение:

$$\exp f(E) = \exp f(E_0) \times \exp(-f'W). \quad (20.39)$$

Поэтому, полагая $f' = 1/kT$ (что как раз соответствует определению $\partial S/\partial E = 1/T$), мы получаем больцмановское распределение для плотностей уровней остаточного ядра в зависимости от W и такое же распределение для кинетических энергий испущенных нейтронов. Более тщательное рассмотрение для вероятности испускания дает выражение, пропорциональное $W \exp(-W/kT)$, и эта форма грубо соответствует экспериментальным данным.

Кроме того, имеются экспериментальные данные по неупругому рассеянию на разнообразных мишенях нейтронов с начальной энергией ~ 14 Мэв и протонов при более высоких энергиях (Гугело [32]). Опыты не очень точны, но они указывают на то, что согласие в целом с простой теорией не распространяется на такие детали, как изменение температуры T в зависимости от A . Термодинамика ядра в настоящее время еще не полностью описывает подобные детали, даже если реакции происходят при благоприятных, в указанном выше смысле, условиях.

Вся теория составного ядра носит приближенный характер и даже в условиях, в которых были применимы различные предположения, наблюдались многочисленные отклонения от нее. Эта теория рассматривается как ключ к пониманию большинства процессов, но она не описывает всей их сложности, наблюдающейся на опыте.

6. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Поскольку концепция составного ядра сильно отличается от понятий, лежащих в основе модели оболочек, то неудивительно, что результаты теории составного ядра

оказываются не всегда правильными. Статистическая природа составного ядра означает, что результаты не являются наилучшими в среднем, а различие между отдельными ядрами не учитывается.

Весьма поучительным с этой точки зрения является вопрос о поперечном сечении нейтронов с энергией примерно от $0,1 \text{ Мэв}$ и до нескольких Мэв . При этих энергиях у средних и тяжелых ядер имеется много уровней, расположенных так тесно, что отдельные резонансы не могут быть экспериментально разрешены, даже если это разрешение имеет место в теории. Полное поперечное сечение $\sigma_{\text{полн.}} = \sigma_{\text{упр.}} + \sigma_r$, согласно теории составного ядра, будет медленно убывать с ростом энергии. Так как должно быть справедливо классическое приближение и ядро предполагается «черным», то можно ожидать, что выражение для полного поперечного сечения при малых энергиях, когда $\sigma_{\text{полн.}} \approx \sigma_r$, будет иметь вид

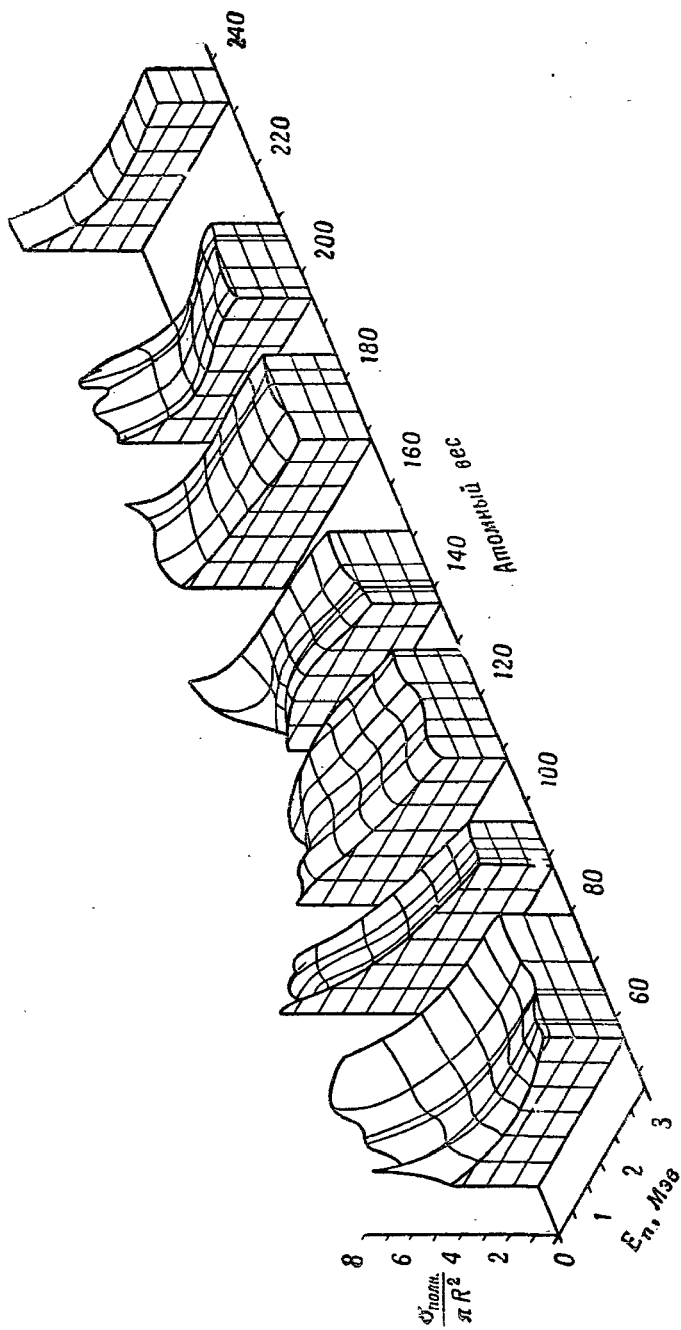
$$\sigma_{\text{полн.}} \approx \sigma_r^{(0)} \approx \frac{4\pi}{kK}, \quad (20.26\text{в})$$

а при больших энергиях

$$\tau_{\text{полн.}} \approx 2\pi R^2. \quad (20.40)$$

Экспериментальные результаты весьма различны; в поведении $\sigma_{\text{полн.}}(E)$ обнаруживается сложный ряд максимумов и минимумов, форма и энергия которых систематически смещаются с ростом A .

Это положение изображено графически на фиг. 23. Экспериментальные значения полных нейтронных сечений усреднены по резонансным максимумам. Для ядер с большими массовыми числами усреднение производится самими экспериментальными приборами, которые не могут разрешить максимумы; для малых A усреднение произведено при построении кривых. Большое число точных экспериментальных данных получено несколькими группами физиков, в частности Баршаллом с сотрудниками в Висконсине. Значительная часть данных получена непосредственно путем измерений прохождения пучка нейтронов с точно определенной энергией в области от 50 кэв до 3 Мэв и более через образец. Нейтроны в общем случае образовывались в результате эндотермической реакции в тонкой мишени,



Ф и г. 23. Экспериментальные значения полного поперечного сечения нейтронов в зависимости от энергии падающих нейтронов.

Проведено усреднение по резонансным максимумам (Оказаки, Дарден, Уолтон [60]).

возбуждаемой пучком протонов или дейтронов с очень малым разбросом по энергиям, полученных на электростатическом генераторе. Образование нейтронов в таких реакциях хорошо согласуется с теорией срыва. Угловые распределения упругого рассеяния, известные при энергии 1 Мэв в широкой области значений A , также подтверждают эту теорию.

Основное допущение состоит в том, что падающая волна не полностью поглощается «черным ядром». В этом случае ядро рассматривается как «серая» сфера, частично поглощающая, а частично преломляющая падающую волну. Прошедшая часть волны интерферирует (естественно, со смещенной фазой) с падающей волной, что приводит к сложному широкому максимуму. Смещение кривых с изменением A соответствует простой дифракции на сферах, радиусы которых последовательно возрастают. Эта модель полностью аналогична физической оптике. Ядро заменяется сферической областью с известными коэффициентом преломления (потенциальная яма сил притяжения) и коэффициентом поглощения. Для проведения вычислений (по крайней мере для не слишком больших значений kR) таким способом, чтобы в них участвовало только несколько значений l , необходимо лишь частично изменить предположения, соответствующие теории «черного» ядра или составного ядра.

Используем для внутренней области ядра снова модель сферически-симметричной потенциальной ямы с постоянной глубиной и радиусом R . Внутри ямы волновая функция S -состояния определяется, как в формулах (9.5а) или (20.25), следующим выражением:

$$r\psi = A \sin Kr,$$

где A — постоянная, а K — эффективное волновое число, определяемое формулой (20.25). образуем далее величину

$$\frac{(r\psi)_R}{(r\psi)'_R} = \frac{A \sin KR}{AK \cos KR} = \frac{\operatorname{tg} KR}{K};$$

тогда можно записать, что

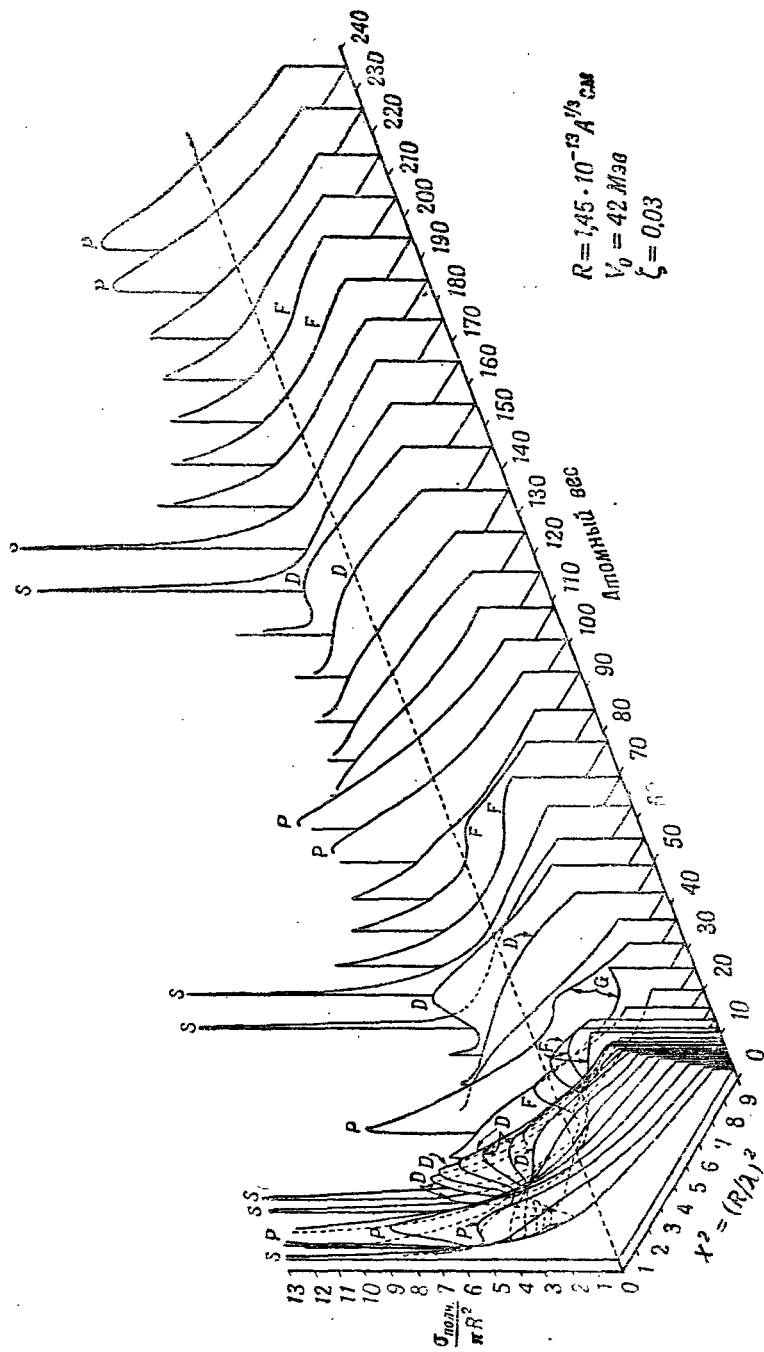
$$\frac{1}{a_R(k)} = k^2 \frac{r\psi}{(r\psi)'} = k^2 R \frac{\operatorname{tg} KR}{KR} \quad (20.41)$$

Если ядро рассматривается как простая потенциальная яма, способная только упруго рассеять нейтрон и не приводящая ни к каким другим реакциям, то величина $1/a$ должна быть чисто вещественной. В формуле (20.21) мы представили «черное» составное ядро с чисто мнимым значением $1/a_R$. Чтобы учесть частичное поглощение и частичную прозрачность настоящей модели «серой» сферы, нам вполне достаточно считать $1/a_R$ комплексной величиной. Решение волновой функции при комплексном потенциале будет иметь тот же вид, что и при вещественном потенциале, но с комплексным K . Можно теперь записать что

$$K^2 = K_0^2 + k^2, \quad K_0^2 = \left(\frac{2M}{\hbar^2} \right) V_0 (1 + i\zeta), \quad (20.42)$$

где V_0 — глубина эквивалентной потенциальной ямы ядра, а ζ — мера некогерентных процессов, приводящих к реакциям; эта величина является членом, соответствующим своего рода затуханию или трению. Как видно из фиг. 23 и 24, довольно хорошее согласие с опытом достигается при помощи очень простых предположений о потенциальной яме, которые содержат три параметра; из них только один — ζ еще не всегда с достаточной точностью определяется из других данных. Модель можно уточнить, чтобы она соответствовала менее искусственной форме ямы. По-видимому, эта модель в значительной степени правильно описывает явления в рассматриваемой области. Член затухания ζ составляет только 3—5% для нейтронов с энергией 1—2 Мэв.

С корпускулярной точки зрения оптическая модель позволяет частично примирить противоречащие друг другу концепции составного ядра и модели оболочек. В этой модели частица может проходить сквозь ядерное вещество и в то же время оставаться в заданном квантовом состоянии так, как если бы нуклоны описывались определенными орбитами в модели Хартри. При этом нуклон меняет свое состояние некогерентным образом; он сливается с ядерным веществом в одно целое, и энергия частицы передается сложным движениям многих частиц. При этом образуются состояния составного ядра. Таким образом, мнимую часть потенциала в формуле (20.42), соответствующую коэффи-



Ф и г. 24. Теоретические значения полного поперечного сечения нейтронов, вычисленные по оптической модели ядер.

Буквы у кривых обозначают состояние, которому соответствует данный резонанс. Проведено усреднение по резонансным максимумам. Сравните эти кривые с экспериментальными значениями, приведенными на фиг. 23 (Фешбах, Портер, Вайскопф [29]).

циенту поглощения, может рассматривать и коэффициент затухания одночастичных орбит нуклонов в ядерном веществе. Это затухание мало вблизи основного состояния, где с большим успехом применима модель оболочек, оно увеличивается с ростом энергии возбуждения и вновь уменьшается, когда при очень больших энергиях поперечные сечения нуклонных столкновений начинают падать, так что у нуклона появляется возможность пройти сквозь все ядро без единого столкновения. При этом ядро становится почти прозрачным. При энергии возбуждения 10—11 Мэв средняя длина свободного пробега в ядерном веществе до некогерентного столкновения составляет, как можно получить с помощью формулы (20. 42), около $20 \cdot 10^{-13}$ см.

При малых энергиях (до 5 Мэв) можно пользоваться методом парциальных волн, хотя он здесь требует длительных расчетов. При больших энергиях (выше 50 Мэв) эта же модель может быть рассчитана при помощи квазиклассических методов, основанных на оптической теории дифракции Фраунгофера (см. Фернбах, Сербер и Тейлор [28]). Данные для промежуточных энергий получены при помощи расчетов на машинах. Оптическая модель блестяще описывает поведение полного нейтронного поперечного сечения для всех ядер в интервале энергий от нескольких Мэв до 200 Мэв и более, используя простую сферическую яму подходящего радиуса и параметры V_0 и ζ , которые меняются с энергией, но остаются не зависящими от A . Частично рассматривалось также и рассеяние протонов. В настоящее время еще мало известно о связи параметров V_0 и ζ , характеризующих коэффициенты поглощения и преломления, с элементарными взаимодействиями нуклонов.

Оказывается, хорошую оценку величины коэффициента поглощения и зависимости его от энергии можно получить из очень простой модели, которая почти несовместима с предыдущим рассуждением. Нуклоны в ядре рассматриваются как полностью независимые частицы, образующие идеальный ферми-газ в потенциальной яме ядра. Считается, что падающий нуклон рассеивается некогерентным образом при каждом столкновении с любым нуклоном ядра, причем для поперечного сечения берется экспериментальное значение сечения для свободных нуклонов. При малых энергиях столкновения сильно затруднены; это объясняется

принципом Паули, согласно которому столкновения с малой передачей импульса, играющие главную роль при этих энергиях, невозможны, за исключением того случая, когда происходят столкновения с нуклоном, энергия которого лежит вблизи поверхности Ферми. Для нуклонов с меньшими начальными импульсами в яме нет свободных уровней, которые могут занять сталкивающиеся нуклоны после рассеяния. Этот эффект сильно уменьшает коэффициент поглощения при малых энергиях. При больших энергиях поперечное сечение столкновений свободных нуклонов значительно уменьшается. Максимум наблюдается приблизительно при кинетической энергии 15 Мэв, когда ядро ведет себя почти как «черное». Это представление, конечно, нуждается в уточнениях.

Все эти модели следует рассматривать как попытку оценить поведение резонансных уровней в среднем и как путь для получения правильных значений параметров в формуле Брейта — Вигнера (особенно Γ_n). Истинные поперечные сечения представляют собой не что иное, как сумму, вероятно, перекрывающихся максимумов, определяемых по формуле Брейта — Вигнера, а не мало что выражающие кривые на фиг. 24. Пологие и широкие максимумы и минимумы на этих кривых являются отражением влияния уровней независимых частиц на истинные ширины и на распределение очень большого числа резонансных максимумов многонуклонной системы, которая скрыта под этой крупномасштабной структурой. Разъяснение этого соотношения несложно.

7. РЕАКЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

При энергиях выше, например, 50 Мэв поперечное сечение нуклонных столкновений начинает сильно падать с ростом E , а длины волн становятся достаточно малыми, так что возможно квазиклассическое рассмотрение. Малое значение поперечного сечения означает, что ядерное вещество становится полупрозрачным. Вычисления на основе оптической модели дают хорошие результаты для полных поперечных сечений и даже для угловых распределений упруго-рассеянных нуклонов.

Ядерные реакции при таких энергиях сложны. Их часто называют реакциями «раскалывания», когда они изучаются радиохимическими методами, или «реакциями образования звезд», если они наблюдаются в фотоэмульсиях или камерах Вильсона. Оба названия подчеркивают тот факт, что в результате реакции образуется не один-два нуклона, а испускается много (приблизительно $E/10$, где энергия E выражена в $Mэв$) нуклонов. Наиболее успешный метод рассмотрения этого явления состоит опять-таки в разделении его на две части. Падающий нуклон и нуклоны ядра представляются взаимодействующими с некоторым поперечным сечением, которое, по-видимому, отличается от поперечного сечения столкновения свободных нуклонов, поскольку, согласно принципу Паули, запрещена передача малых импульсов большинству нуклонов вырожденного ферми-газа, образующего ядерное вещество. Продукты столкновения — нуклон отдачи и сталкивающийся с ним нуклон — движутся классическим образом между двумя столкновениями; для подсчета результата ряда последовательных столкновений используются наиболее подходящие значения поперечных сечений, а вычисления повторяются со случайно выбранными начальными условиями (метод Монте Карло). Большинство этих нуклонов выбрасывается из ядра, образуя «ядерный каскад» и имея преимущественное направление вперед благодаря переданному от падающего нуклона импульсу. В некоторых столкновениях на нуклонах концентрируется энергия, меньшая необходимого для выхода за пределы ядерной ямы значения. Полная энергия, соответствующая этим случаям, приводит ко второй стадии — возбуждению остаточного ядра, которое ведет себя как составное ядро и в конце концов переходит в нормальное состояние при помощи обыкновенных ядерных реакций. Нуклоны, испущенные на этой стадии, распределены изотропно. Весь процесс грубо согласуется с экспериментальными результатами. Здесь опущен важный процесс (особенно для энергий падающих частиц выше $200 Mэв$) образования мезонов, которые могут быть испущены из ядра и которые вновь будут поглощены им; но этот процесс может быть в принципе рассмотрен таким же образом.

8. ИСПУСКАНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ γ -ЛУЧЕЙ

Когда энергия возбужденного ядра недостаточна для испускания нуклона, то оно теряет энергию возбуждения путем излучения. Это означает, что на заключительном этапе почти всех ядерных реакций наблюдается излучение с энергией в несколько $M_{эв}$. Пучки фотонов также могут вызывать реакции, и эти фотоядерные процессы могут наблюдаться вплоть до очень больших энергий. Частный случай радиационных процессов с участием дейтрона был рассмотрен в § 12.

Мультиполи. Наиболее общая оценка ядерных радиационных процессов основана на разложении по мультиполям. Согласно этой известной в классической теории излучения процедуре, излучение любой системы зарядов и токов разделяется на определенные типы, классифицируемые по их угловым распределениям. В квантовой теории это соответствует классификации испущенных квантов по величине момента количества движения, излученного системой. Так как полный момент количества движения должен сохраниться, то классификация по мультиполям непосредственно связана с возможными значениями J в начальных и конечных ядерных состояниях. Мультиполи бывают двух типов: электрические и магнитные; они отличаются четностью при каждом возможном целом значении излученного момента количества движения. Нам уже известны электрические и магнитные диполи. Имеются также электрические и магнитные 2^L -поли для каждого целого положительного L . Они обыкновенно обозначаются символами EL или ML , так что $E1$ обозначает электрический диполь, $E2$ — электрический квадруполь и т. д. В общем случае поле электромагнитного излучения представляет собой систему, содержащую все мультиполи; однако такой общий случай редко употребляется без дополнительного условия, которое состоит в известном классическом ограничении:

$$\frac{R}{\lambda_\gamma} \ll 1,$$

где R — типичное значение радиуса системы зарядов и токов, а λ_γ — длина волны излучения, деленная на 2π . Так

как для γ -кванта с энергией E (Мэв) имеем

$$\lambda_{\gamma} = \frac{197}{E \text{ (Мэв)}} \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

а мультипольное разложение представляет собой ряд по степеням R/λ , то существенную роль для γ -квантов вплоть до весьма больших энергий играет только наименьший порядок мультиполя L , допускаемый благодаря свойствам симметрии системы.

Можно ожидать, что интенсивность электрического мультиполя данного порядка превышает интенсивность магнитного мультиполя того же порядка в c/v раз, где v — скорость заряженных частиц. Это хорошо известно в случае обычного классического магнитного диполя — кольцевого тока. Квантовомеханическая оценка величины v/c приводит к следующему выражению:

$$\frac{\langle v \rangle}{c} \approx \frac{\hbar}{M\lambda_{\text{част.}}c} \approx \frac{\hbar}{MRc},$$

где R — радиус системы токов. Наличие связанных со спином собственных магнитных моментов частиц несколько видоизменяет обычную классическую трактовку токов, связанных только с движением частиц, но это видоизменение в большинстве случаев обычно мало, за исключением тех случаев, когда собственные моменты стремятся увеличить интенсивность магнитных мультиполей в несколько раз. Все это подробно рассмотрено в книге Блатта и Вайскопфа [12] гл. XII.

Правила отбора для радиационных переходов данного мультипольного порядка могут быть установлены следующим образом:

Тип мультиполя	Изменение полного момента количества движения	Изменение четности
EL	$J_i + J_f \geq L \geq J_i - J_f $	$(-1)^L$
ML	$J_i + J_f \geq L \geq J_i - J_f $	$(-1)^{L+1}$

В этой таблице J_i и J_f представляют собой начальное и конечное значения полного момента количества движения излучаемой системы. Например, если ядро совершает переход между двумя состояниями, так что $\Delta J = 1$ и четность меняется, то основным будет излучение порядка $E1$, а интенсивность излучения порядка EL будет меньше в $(R/\lambda_\gamma)^{2L-2}$ раз. Но если $\Delta J = 1$ и четность не меняется, то излучение порядка $E1$ будет запрещено и переход будет происходить посредством магнитного дипольного излучения $M1$, интенсивность которого меньше в $(v/c)^2$ раз. Электрическое квадрупольное излучение $E2$ при этом также разрешено. Интенсивность излучения порядка $E2$ ослаблена по сравнению с нормальным излучением порядка $E1$ в $(R/\lambda_\gamma)^2$ раз, но оно может быть того же порядка величины, что и излучение порядка $M1$, а в частных случаях даже больше. В зависимости от изменения четности при данном ΔJ мы можем ожидать, что происходит либо излучение электрического мультиполя, либо смесь излучения электрического мультиполя и магнитного мультиполя следующего порядка. Значения мультипольных моментов, которые грубо были оценены выше, могут сильно отличаться от этих оценок и могут быть определены точнее, если известны более точно волновые функции системы.

Следует отметить, что не существует радиационных переходов порядка $L = 0$, т. е. не существует монопольного излучения. Если $J_i = J_f = 0$, то обычно излучение полностью запрещено. В опытах наблюдалось несколько таких переходов, которые сопровождалось испусканием электронно-позитронных пар или электрона из атомной оболочки. В этих случаях происходит монопольное взаимодействие между заряженными частицами. Такие $0 \rightarrow 0$ переходы могут также наблюдаться при одновременном испускании двух квантов. Аналогичные соображения приводят к тому, что при $J_i = J_f = 1/2$ не может происходить переходов, в которых играли бы роль мультиполи более высокого порядка, чем диполь ($E1$ или $M1$) и т. д.

При помощи специальной аппаратуры можно определить порядок мультипольности радиационного перехода, не используя значений полупериода распада, и таким образом подтвердить теорию, на основе которой вычисляется время распада. Один из таких методов состоит в исследовании

коэффициентов внутренней конверсии как по абсолютной интенсивности испускания электронов из атомной оболочки, так и по отношению интенсивностей испускания электронов из разных атомных оболочек. Другой метод состоит в определении углового распределения излучения относительно некоторой фиксированной в пространстве оси мультиполя путем измерения корреляции последовательно испущенных γ -квантов или корреляции γ -кванта с β -электроном, или корреляции γ -кванта с направлением внешнего ориентирующего магнитного поля. Большое количество данных, позволяющих классифицировать ядерные состояния, было получено путем изучения переходов этими методами.

Вероятность излучения в 1 сек $\omega_{L,M}$ в общем случае можно выразить через мультипольный момент P_{LM} следующим образом:

$$\omega_{L,M} = \frac{F(L)}{\hbar (\lambda_\gamma)^{2L+1}} |P_{LM}|^2,$$

где через P_{LM} обозначается:

для электрического мультиполя

$$Q_{LM} = \int d\tau \phi_f^* \left(\sum_{\alpha} e_{\alpha} r_{\alpha}^L Y_L^M(\Omega_{\alpha}) \right) \phi_i, \quad (20.43)$$

для магнитного мультиполя

$$M_{LM} = \int d\tau \phi_f^* \left\{ \sum_{\alpha} \frac{e_{\alpha}}{M_{\alpha} c} \left[\frac{1_{\alpha}}{L+1} + \mu_{\alpha} S_{\alpha} \right] \right\} \phi_i \cdot \nabla (r_{\alpha}^L Y_L^M);$$

здесь суммирование производится по всем частицам системы, r_{α} — координаты частицы, e_{α} — заряд, M_{α} — масса, μ_{α} — магнитный момент (в боровских магнетронах); операторы $1_{\alpha} = r_{\alpha} \times p_{\alpha}$ и $S_{\alpha} = (\hbar/2) \sigma_{\alpha}$. Интеграл $\int d\tau$ включает в себя также суммирование по спиновым координатам; ϕ_i и ϕ_f — начальная и конечная волновые функции; Y_{LM} — нормированные шаровые функции. Функция $F(L)$ имеет следующий вид:

$$F(L) = \frac{8\pi (L+1)}{L [1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2L+1)]^2},$$

а ориентация мультиполя дается магнитным квантовым числом M . Формулы (20.43) включают и обычные диполь-

ные случаи, рассмотренные в § 12. Например, выражение

$$Q_{1,0} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \int d\tau \phi_f^* \left(\sum_{\alpha} e_{\alpha} z_{\alpha}\right) \phi_i$$

можно сравнить с формулой (12.2). В общем случае в формуле (20.43) нормировка другая; это вызвано тем, что используется разложение по шаровым функциям вместо разложения по декартовым составляющим тензоров.

Очевидно, что в выражение для M_{LM} включены только те намагничивающие токи, которые связаны с орбитальным движением нуклонов и с их магнитными моментами; при этом не рассматривались токи, связанные с обменом заряженными мезонами. Такие токи в действительности существуют, но их нельзя непосредственно принимать в расчет, если исходить из основного предположения о том, что ядро состоит только из нейтронов и протонов. Этот вопрос обсуждался уже в § 8.

Радиационные ширины. Большая часть подробно изученных ядерных переходов относится к переходам, которые происходят после радиоактивного распада, когда после β -распада (или α -распада) остаточное ядро имеет энергию возбуждения порядка 2—3 Мэв. Для большого количества переходов был идентифицирован их мультипольный характер. Когда исследуются отдельные уровни и в распаде участвует только несколько низколежащих уровней, включая основное состояние, то можно непосредственно применить формулу (20.43). Экспериментальные данные показывают, что переходы порядка $E1$ наблюдаются очень редко. Были обнаружены переходы высокого мультипольного порядка вплоть до $M4$, особенно в случае долгоживущих изомерных состояний, рассматривающихся в § 19. Особая важность переходов порядка $E2$ для обобщенной модели ядра отмечалась выше (стр. 226—227). Оценка радиационных ширин

$$\Gamma_{\gamma}(i_{LM} \rightarrow f) = \hbar \omega_{LM}$$

на основе модели независимых частиц¹⁾, т. е. в предполо-

¹⁾ Величины, полученные на основе модели независимых частиц, будут обозначаться индексом «мод». — *Прим. ред.*

жении, что одиночный нуклон меняет свое состояние, его электрический момент имеет максимальное значение, а именно

$$Q_{LM}^{\text{мод.}} \approx eR^L,$$

а магнитный момент лежит в пределах от 2 до 3 (\hbar/MRc) Q_{LM} , дает, за исключением значений для переходов порядка $E2$, более высокие значения. Эти отклонения в действительности наблюдаются, но они не очень велики. Точная оценка ширины требует рассмотрения более сложных соотношений между коллективными движениями и моделью независимых частиц. Большое ослабление переходов порядка $E1$ является следствием модели оболочек, согласно которой требуется, чтобы изменение J на единицу не сопровождалось изменением четности в пределах данной конфигурации. Но рассматриваемое здесь излучение с энергией в несколько $Mэв$ может приводить только к состояниям, относящимся к той же конфигурации, что и основное состояние.

Следующая доступная подробному изучению естественная область энергий представляет собой энергии, соответствующие энергии связи нейтрона. При таких значениях энергии известна полная ширина радиационных переходов с данного уровня, так как она входит в формулу Брейта — Вигнера (20. 12) Значение полной радиационной ширины для большинства тяжелых ядер лежит, как уже отмечалось в п. 3, вблизи $0,1 эв$. Такая ширина определяется излучением с переходом в большое количество низколежащих уровней. Из этого сложного спектра часто удается выделить несколько переходов, например переходов в основное состояние, которые играют наибольшую роль в полном излучении. Полное излучение, конечно, включает в себя как каскады последовательных γ -квантов, так и фотоны, испущенные в процессе захвата нейтрона. Если можно более или менее фиксировать значения спинов начального состояния ядра мишени и остаточного ядра и если известно, что поглощаемые тепловые нейтроны описываются s -волной, то в ряде случаев может быть определена мультипольность γ -квантов высокой энергии, образующихся при захвате нейтронов. Оказывается, что довольно часто встречаются дипольные переходы как $E1$, так и $M1$ (в зависимости от четности). Это означает, что больше не наблю-

дается ограничения пределами одной конфигурации, чего в действительности и следует ожидать при возбуждениях порядка 8 $Mэв$.

Оценки на основе формулы (20.43) приводят к следующим грубым значениям радиационной ширины при дипольном излучении:

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{мод.}} = \begin{cases} 0,047 E_{\gamma}^3 R \text{ эв} & (E1), \\ 0,021 E_{\gamma}^3 \text{ эв} & (M1), \end{cases} \quad (20.44)$$

где R — радиус ядра в единицах 10^{-13} см, E — энергия в $Mэв$. Для легких ядер, например для ядер с $A < 30$, наблюдаемые значения радиационных ширин во многих случаях отличаются от значений, получаемых из формулы (20.44), не более чем на порядок величины; это показывает, что модель независимых частиц без большого смещения конфигурации все еще достаточно хороша для описания подобных возбуждений легких ядер. Однако для тяжелых ядер отношение $\Gamma_{\gamma}^{\text{мод.}}/\Gamma_{\gamma}^{\text{набл.}}$ для отдельных переходов в основное состояние оказывается уменьшенным в 10^5 раз или более (Кинсей и Бартоломью [45]). Так как не наблюдалось интенсивных переходов высокой мультипольности в определенные состояния и так как в сложном спектре захвата нейтрона основная масса излучения достаточно хорошо описывается дипольными переходами в основное состояние, то можно думать, что большая часть полной радиационной ширины действительно определяется дипольными переходами ($E1$ и $M1$). Некоторые из этих переходов совершаются в наинизшие состояния, а большинство в такие, достаточно высоколежащие над основным, состояния, которым соответствует много различных конфигураций, точно так же как резонансный уровень, на который происходит захват нейтрона, определяется многими различными конфигурациями. При этом соображения, основанные на учете модели оболочек, не приводят к ослаблению дипольных переходов между уровнем, на который происходит захват, и многими низко лежащими уровнями.

Радиационную ширину можно грубо оценить на основе дипольного излучения, если заметить, что высоколежащий уровень захвата в модели независимых частиц является сильно вырожденным, так как энергия возбуждения может

распределяться между нуклонами большим числом способов. То же самое относится и к более или менее тесно расположенной группе уровней вблизи основного состояния. Для каждого из нижних уровней имеется определенный уровень в верхней группе, на который может перейти нуклон, если ему будет передана энергия. Переход в нижние уровни может происходить только с таких уровней верхней группы, так как радиационные переходы подразумевают квантовые переходы одной частицы. На самом деле верхние и нижние группы уровней расщеплены вследствие отклонений от точных уровней модели независимых частиц. Грубо говоря, мы можем ожидать, что в среднем каждый из верхней группы уровней будет комбинировать с некоторым уровнем нижней группы. Тогда мы можем заключить, что

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{набл.}}(i \rightarrow f) \sim \frac{\Gamma_{\gamma}^{\text{мод.}}(i \rightarrow f)}{\text{Число комбинирующих состояний}} \sim \Gamma_{\gamma}^{\text{мод.}} D(E),$$

так что средняя ширина данного резонансного уровня захвата пропорциональна расстоянию между уровнями $D(E)$ составного ядра при данной энергии возбуждения E . Коэффициент пропорциональности можно грубо определить, используя буквально формулу модели независимых частиц (20. 44). Суммируя по возможным конечным состояниям f , получаем следующие результаты для радиационной ширины:

	E_1	M_1	E_2
$A=190; \Gamma_{\gamma} \text{ (эв)}$	20	0,2	0,02

Эти значения раз в двести больше наблюдаемых, если считать, что в действительности основную роль играют переходы порядка E_1 . Неясно, насколько этот эффект связан со специфическим ослаблением дипольных моментов и насколько с различными неточностями наших оценок, в особенности относящихся к плотностям уровней.

Интересно, что для ядер с заполненными оболочками, у которых плотность уровней значительно меньше, наб-

людаются гораздо большие относительные вероятности переходов в основные состояния, возрастая почти на 100% в случае Pb^{207} и Pb^{208} .

Фотоядерный эффект. Когда энергия превышает некоторое пороговое значение, можно изучать радиационные переходы, не только исследуя реакции захвата, но и наблюдая испускание протонов и нейтронов (реже других частиц) под действием γ -квантов. Фотоэффекту было посвящено много исследований; мы уже рассматривали его в случае дейтрона (см. § 12).

Почти во всех ядрах наблюдается сильное поглощение γ -квантов, зависимость которого от энергии имеет определенный более или менее узкий максимум. Этот максимум имеет место при энергии около 20 Мэв в легких ядрах, плавно перемещаясь к 15 Мэв в наиболее тяжелых ядрах; ширина его не зависит от A и на половине высоты пика составляет около 6 Мэв. Имеются некоторые соображения, основанные на изучении углового распределения, что этот так называемый «гигантский резонанс» является в действительности электрическим дипольным максимумом поглощения. Более сильное доказательство дипольного характера максимума может быть получено из правила сумм для поглощения фотонов.

Из весьма общих квантовомеханических соображений (известных в атомной физике как правило сумм Томаса — Рейхэ — Куна) для проинтегрированного по энергии поперечного сечения электрического дипольного фотопоглощения получается следующее значение:

$$\int_0^{\infty} \sigma_{\text{погл.}}^{E1}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = \frac{\pi^2}{137} \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2 Mc^2 \frac{NZ}{A} = 0,058 \frac{NZ}{A} \text{ Мэв} \cdot \text{барн.}$$

Согласно квантовой теории, это соотношение должно удовлетворяться для любой системы, состоящей из N нейтронов и Z протонов, независимо от ее динамической структуры. В действительности наблюдается небольшое увеличение сечения (на 30—50%) благодаря наличию мезонных обменных токов, которые имеют место, даже если рассматривается только движение нуклонов и учитываются обменные силы типа Майорана между протоном и нейтроном. Так как дипольные переходы при малых энергиях,

как мы видели, сильно ослаблены, а сумма вероятностей переходов с данного состояния на все конечные должна сохраняться, то поперечное сечение должно расти с энергией. Можно показать весьма общим способом, что при больших энергиях сечение должно падать, за исключением случая очень сингулярных потенциалов. Область максимума занимает большую часть площади, которая допус­кается, согласно правилу сумм, для дипольных переходов, что и позволяет с определенностью идентифицировать дипольный характер максимума, так как для высших мультиполей правило сумм дает намного меньшее значение площади. Поперечное сечение в максимуме составляет приблизительно

$$\sigma_{\text{макс.}}^{E1} \approx 0,2 \left(\frac{A}{100} \right)^{1,5} \text{ барн.}$$

Не вполне ясно, почему этот довольно узкий максимум содержит большую часть дипольной суммы; из соображений, основанных на модели независимых частиц, можно определить узость максимума, и тогда правило сумм фиксирует его высоту. Но из такой теории следует слишком малое значение для энергии максимума. Вероятно, не вызывает сомнения предположение о том, что двухчастичные взаимодействия внутри ядерного вещества, соответствующие тесным соударениям нуклонов, играют существенную роль в повышении этой энергии.

Испускаемые нуклоны частично возникают в процессе самого фотоэффекта — отсюда характерная направленность вперед в угловом распределении — и частично при распаде состояний составного ядра, что проявляется в наличии интенсивной изотропной составляющей. Большое число протонов малой энергии, превышающее значение, которое соответствует прохождению протонами кулоновского барьера, согласно теории испарения, показывает, что процесс частично идет прямым путем, без образования составного ядра.

При энергиях, достаточно удаленных от максимума, например, от 30 до нескольких сот $M_{\text{эв}}$, фотоэффект можно описать как взаимодействие между γ -квантом и двумя нуклонами (нейтрон-протонной парой в случае дипольного взаимодействия), которые тесно связаны внутри ядер-

ного вещества. В системе, волновая функция которой полностью соответствует модели независимых частиц, когда нуклоны движутся внутри ямы, имеющей размеры ядра, маловероятна большая передача импульса, которая требуется при поглощении γ -кванта большой энергии. Действительному положению намного лучше соответствует поглощение при помощи таких переходных «дейтронов» (находящихся в состояниях с положительной энергией внутри ядра). Оба нуклона могут выйти из ядра без дальнейших столкновений или, что должно происходить более часто, один из них может вызвать по пути ядерный каскад.

§ 21. БЕТА-РАСПАД

В § 6 были приведены экспериментальные доказательства того, что в процессе β -распада образуются нейтрино, частица, масса покоя которой равна 0, а спин равен $1/2$. Гипотеза нейтрино обеспечивает сохранение энергии и спина. Первую теорию β -распада создал Ферми [27]¹⁾.

Ферми предложил новый тип взаимодействия между нуклоном и парой легких частиц — электроном и нейтрино. Взаимодействие этого типа было выбрано по аналогии с взаимодействием заряда и электромагнитного поля в квантовой электродинамике. (Такая аналогия использовалась в § 18 в связи с мезонной теорией ядерных сил.) Тяжелые частицы рассматриваются как источники легких частиц.

Вероятность β -распада в единицу времени определяется следующим выражением:

$$\frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^* H \psi_i d\tau \right|^2 \rho(E), \quad (21.1)$$

где H — гамильтониан взаимодействия между протоном, нейтроном и электронно-нейтринным полем, $\rho(E)$ — число конечных состояний системы на единичный интервал энергии, ψ_i — волновая функция начального состояния системы,

¹⁾ Один из первых подробных обзоров теории β -распада был дан Конопинским [47]. Более современные представления использованы в обзоре Конопинского и Лангера [48]. (См. также монографию «Бета- и гамма-спектроскопия» под ред. К. Зигбана, М., 1959 г.—Прим. ред.)

причем $\psi_i = u_i$ (u_i — волновая функция начального состояния нуклона), ψ — волновая функция конечного состояния системы, причем $\psi_f = u_f \cdot \psi_e \cdot \varphi_\nu$ (u_f , ψ_e и φ_ν — волновые функции конечного состояния нуклона, электрона и нейтрино соответственно).

Предположение Ферми относительно H по существу сводится к следующему:

$$\int \varphi_f^* H \psi_i d\tau = g \int u_f^* \psi_e^* \varphi_\nu u_i d\tau. \quad (21.2)$$

(Здесь не учитываются релятивистские поправки, которые существенны лишь в случае больших скоростей нуклонов.) При этом подразумевается, что для ψ_e и φ_ν берутся их значения в точке, где находится нуклон, так что интегрирование производится лишь по координатам нуклона. Это аналогично случаю взаимодействия электрона со световым квантом, которое наблюдается лишь тогда, когда заряд и квант находятся в одной и той же точке. Постоянная g , определяющая интенсивность взаимодействия, должна быть найдена из опыта. Она имеет размерность $\text{эрг} \cdot \text{см}^3$, если ψ_e и φ_ν нормированы на единицу объема.

Заметим, что в (21.2) мы написали вместе с волновой функцией нейтрино φ_ν комплексно-сопряженную волновую функцию электрона ψ_e^* . Это соответствует испусканию электрона и одновременному поглощению нейтрино. Однако можно считать, что нейтрино поглощается с отрицательного уровня энергии, т. е. имеет место испускание «антинейтрино». Ввиду отсутствия у этих частиц электрического заряда и магнитного момента антинейтрино и нейтрино эквивалентны. Выражение (21.2) выбрано из соображений математического удобства, и оно определяет процесс, эквивалентный испусканию электрона и нейтрино. Испускание позитрона описывалось бы функцией $\psi_e \varphi_\nu^*$.

Так как нейтрино очень слабо взаимодействует с другими частицами, то его волновая функция может быть выбрана в виде плоской волны. Если \mathbf{p}_ν — импульс испущенного антинейтрино, то импульс поглощенного с отрицательного уровня энергии нейтрино равен $-\mathbf{p}_\nu$, так что

$$\varphi_\nu = V^{-1/2} \exp\left(-i\mathbf{p}_\nu \cdot \frac{\mathbf{r}}{\hbar}\right), \quad (21.3)$$

ного вещества. В системе, волновая функция которой полностью соответствует модели независимых частиц, когда нуклоны движутся внутри ямы, имеющей размеры ядра, маловероятна большая передача импульса, которая требуется при поглощении γ -кванта большой энергии. Действительному положению намного лучше соответствует поглощение при помощи таких переходных «дейтронов» (находящихся в состояниях с положительной энергией внутри ядра). Оба нуклона могут выйти из ядра без дальнейших столкновений или, что должно происходить более часто, один из них может вызвать по пути ядерный каскад.

§ 21. БЕТА-РАСПАД

В § 6 были приведены экспериментальные доказательства того, что в процессе β -распада образуются нейтрино, частица, масса покоя которой равна 0, а спин равен $1/2$. Гипотеза нейтрино обеспечивает сохранение энергии и спина. Первую теорию β -распада создал Ферми [27]¹⁾.

Ферми предложил новый тип взаимодействия между нуклоном и парой легких частиц — электроном и нейтрино. Взаимодействие этого типа было выбрано по аналогии с взаимодействием заряда и электромагнитного поля в квантовой электродинамике. (Такая аналогия использовалась в § 18 в связи с мезонной теорией ядерных сил.) Тяжелые частицы рассматриваются как источники легких частиц.

Вероятность β -распада в единицу времени определяется следующим выражением:

$$\frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^* H \psi_i d\tau \right|^2 \rho(E), \quad (21.1)$$

где H — гамильтониан взаимодействия между протоном, нейтроном и электронно-нейтринным полем, $\rho(E)$ — число конечных состояний системы на единичный интервал энергии, ψ_i — волновая функция начального состояния системы,

¹⁾ Один из первых подробных обзоров теории β -распада был дан Конопинским [47]. Более современные представления использованы в обзоре Конопинского и Лангера [48]. (См. также монографию «Бета- и гамма-спектроскопия» под ред. К. Зигбана, М., 1959 г. — Прим. ред.)

причем $\psi_i = u_i$ (u_i — волновая функция начального состояния нуклона), ψ — волновая функция конечного состояния системы, причем $\psi_f = u_f \cdot \psi_e \cdot \varphi_\nu$ (u_f , ψ_e и φ_ν — волновые функции конечного состояния нуклона, электрона и нейтрино соответственно).

Предположение Ферми относительно H по существу сводится к следующему:

$$\int \varphi_f^* H \psi_i d\tau = g \int u_f^* \psi_e^* \varphi_\nu u_i d\tau. \quad (21.2)$$

(Здесь не учитываются релятивистские поправки, которые существенны лишь в случае больших скоростей нуклонов.) При этом подразумевается, что для ψ_e и φ_ν берутся их значения в точке, где находится нуклон, так что интегрирование производится лишь по координатам нуклона. Это аналогично случаю взаимодействия электрона со световым квантом, которое наблюдается лишь тогда, когда заряд и квант находятся в одной и той же точке. Постоянная g , определяющая интенсивность взаимодействия, должна быть найдена из опыта. Она имеет размерность $\text{эрг} \cdot \text{см}^3$, если ψ_e и φ_ν нормированы на единицу объема.

Заметим, что в (21.2) мы написали вместе с волновой функцией нейтрино φ_ν комплексно-сопряженную волновую функцию электрона ψ_e^* . Это соответствует испусканию электрона и одновременному поглощению нейтрино. Однако можно считать, что нейтрино поглощается с отрицательного уровня энергии, т. е. имеет место испускание «антинейтрино». Ввиду отсутствия у этих частиц электрического заряда и магнитного момента антинейтрино и нейтрино эквивалентны. Выражение (21.2) выбрано из соображений математического удобства, и оно определяет процесс, эквивалентный испусканию электрона и нейтрино. Испускание позитрона описывалось бы функцией $\psi_e \varphi_\nu^*$.

Так как нейтрино очень слабо взаимодействует с другими частицами, то его волновая функция может быть выбрана в виде плоской волны. Если \mathbf{p}_ν — импульс испущенного антинейтрино, то импульс поглощенного с отрицательного уровня энергии нейтрино равен $-\mathbf{p}_\nu$, так что

$$\varphi_\nu = V^{-1/2} \exp\left(-i\mathbf{p}_\nu \cdot \frac{\mathbf{r}}{\hbar}\right), \quad (21.3)$$

где V — нормировочный объем. Можно принять этот объем равным единице и опустить множитель $V^{-1/2}$. Функция ϕ_e представляет собой волновую функцию электрона в кулоновском поле. Однако, если заряд ядра Z_e мал, то потенциальной энергией электрона в кулоновском поле по сравнению с его кинетической энергией можно пренебречь. Тогда волновую функцию электрона можно взять в виде плоской волны. Число конечных состояний на единичный интервал энергии равно

$$\rho(E) = \frac{(\text{Элемент объема в пространстве импульсов электрона})}{(2\pi\hbar)^3} \times \\ \times \frac{(\text{Элемент объема в пространстве импульсов нейтрино})}{(2\pi\hbar)^3} = \\ = \frac{(p_e^2 dp_e d\omega_e) (p_\nu^2 dp_\nu d\omega_\nu)}{(2\pi\hbar)^6} dE_\nu, \quad (21.4)$$

где $d\omega_e$ и $d\omega_\nu$ — элементы телесного угла, а $(2\pi\hbar)^3$ — объем фазового пространства, соответствующий одному состоянию частицы.

Вероятность испускания электрона, энергия которого лежит в интервале от E_e до $E_e + dE_e$, в элемент телесного угла $d\Omega/4\pi$ (при этом проведено интегрирование по всем направлениям вылета нейтрино) имеет вид

$$\frac{G^2 mc^2}{2\pi^3 \hbar} \left| \int u_f^* u_i \exp \left[-i (\mathbf{p}_\nu + \mathbf{p}_e) \cdot \frac{\mathbf{r}}{\hbar} \right] d\tau \right|^2 \times \\ \times \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon \frac{d\Omega}{4\pi}, \quad (21.5)$$

где $G = (g/mc^2)(\hbar/mc)^{-3}$, $\varepsilon = E_e/mc^2$, $\sqrt{\varepsilon^2 - 1} = p_e/mc$ и $\varepsilon_0 = E_{\text{выдел.}}/mc^2$. Здесь волновая функция электрона взята в виде плоской волны.

Для процессов β -распада, так же как и для атомных переходов, существуют правила отбора. Если p_e и p_ν имеют, как это обычно бывает, порядок величины mc , то показатель экспоненты $(\mathbf{p}_\nu + \mathbf{p}_e) \cdot \mathbf{r}/\hbar$ будет порядка

$$\frac{R}{\hbar/mc} \approx \frac{4 \cdot 10^{-13} \text{ см}}{3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см}} \sim \frac{1}{100} \quad (21.6)$$

(R — радиус ядра; здесь использовано значение R , вычисленное для средних ядер.) Поэтому в (21.5) множитель

$\exp [i(\mathbf{p}_\nu + \mathbf{p}_e) \cdot \mathbf{r} / \hbar]$ мало отличается от единицы, и матричный элемент сводится к $M = \int u_f^* u_i d\tau$, т. е. к выражению, зависящему только от состояний нуклона до и после перехода. Величина M определяется волновыми функциями ядра. В частности, из ортогональности волновых функций состояний с различными моментами количества движения I следует правило отбора

$$M \neq 0 \quad \text{при} \quad \Delta I = 0. \quad (21.7)$$

Такие переходы называются разрешенными. Переходы, для которых в этом приближении $M = 0$, называются запрещенными. В этих случаях необходимо разложить в ряд экспоненту, входящую в (21.5). Степень первого члена этого ряда, который дает отличный от нуля вклад в матричный элемент, называется порядком запрещенности перехода. Оценка (21.6) показывает, что вероятности переходов должны убывать приблизительно в 10^4 раз при увеличении порядка запрещенности на единицу.

1. РАЗРЕШЕННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Для разрешенных переходов вероятность зависит от энергии электрона только через элемент объема в пространстве импульсов. Поэтому энергетический спектр электронов имеет следующий вид:

$$N(\varepsilon) d\varepsilon \sim \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon. \quad (21.8)$$

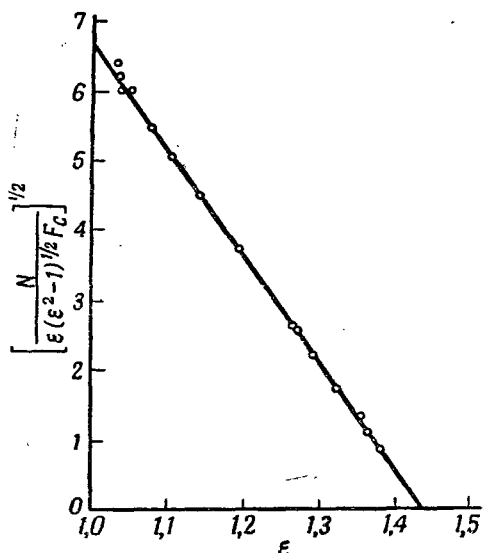
Поскольку значение ε_0 неизвестно, то эксперимент должен наряду с проверкой теоретического спектра дать значение этой постоянной. Это легко сделать, построив так называемый «график Кюри». Для этого по оси абсцисс откладывается ε , а по оси ординат — величина (наблюдаемая)

$$F(\varepsilon) = \sqrt{\frac{N(\varepsilon)}{\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{1/2}}}. \quad (21.9)$$

Согласно (21.8), $F(\varepsilon)$ должна быть пропорциональна $\varepsilon_0 - \varepsilon$. Таким образом, график должен иметь вид прямой линии, пересекающей ось ε в точке ε_0 .

Первым измеренным спектром, который хорошо подтвердил это предсказание, был спектр In^{114} , полученный

Лоусоном и Корком [51]. Вплоть до самого последнего времени большинство экспериментально полученных спектров давало слишком большое (по сравнению с теорией)



Ф и г. 25. График Кюри для типичного разрешенного β-спектра (Pm¹⁴⁷).

F_c — кулоновская поправка, о которой говорится в тексте на стр. 285. По горизонтальной оси отложена полная энергия электрона в единицах mc^2 (Лангер, Моц, Прайс [50]).

тщательностью, приведен на фиг. 25. Этот спектр с хорошей точностью изображается прямой линией на всем интервале энергий электронов от граничной энергии 223 до 15 кэв. Источник электронов представлял собой однородный слой Pm¹⁴⁷ толщиной 10^{-2} мг/см², тогда как в ранних работах источник толщиной в несколько мг/см² считался уже тонким. В настоящее время имеется много других спектров для разрешенных переходов, согласующихся с теорией во всем интервале, в котором имеются надежные данные. В немногих случаях, как например для N¹³ и Cu⁶¹, имелись расхождения, которые

число электронов с малыми энергиями. Теперь известно, что это искажение спектра происходит главным образом вследствие рассеяния электронов в образце и в подложке, на которой помещен источник (оказавшегося более существенным, чем ранее предполагали, особенно в связи с тем, что источники часто неравномерно распределены по поверхности материала подложки). Такие ошибки привели даже к попыткам видоизменения теории β-распада (см. Конопинский и Уленбек [49]), которые одно время были широко распространены и теперь оставлены.

Типичный спектр для разрешенного перехода, измеренный с большой

нельзя было устранить, учитывая влияние рассеяния электронов. Оказалось, что эти расхождения являются следствием сложного характера распада материнского ядра. При этом одновременно происходит несколько β -распадов, каждый из которых приводит к различному энергетическому уровню конечного ядра. Тогда измеряемый спектр представляет собой сумму простых спектров с различными интенсивностями и разными граничными энергиями.

Три простейшими β -активными ядрами являются нейтрон, H^3 и He^6 . Спектры этих трех ядер, измеренные различными методами, очень хорошо согласуются с теоретической формой разрешенного спектра. Элементарный тип β -распада, а именно β -распад нейтрона, рассмотрен ниже более подробно.

Роль кулоновского поля ядра и атомных электронов. В выражении (21.8), определяющем энергетический спектр электронов, не учитывалось действие кулоновского поля ядра на электрон. Учет этого обстоятельства приводит к увеличению числа β -электронов малых энергий. Число электронов остается конечным при $\varepsilon = 1$, так как множитель $\sqrt{\varepsilon^2 - 1} \sim v$ (скорость) в выражении для плотности состояний сокращается с множителем $1/v$, входящим в выражение для электронной плотности электронов в области ядра. Этот исправленный спектр показан на фиг. 26.

Число позитронов с малыми энергиями должно быть меньше, чем это следует из выражения (21.8), поскольку они отталкиваются кулоновским полем ядра. Волновая функция электрона в выражении (21.2) имеет множитель $\exp(-2\pi Ze^2/\hbar v)$, который значительно уменьшает вероятность перехода при малых скоростях.

Эксперимент подтверждает необходимость учета кулоновского поля. Теоретическая кривая, приведенная на фиг. 25, получена с учетом влияния кулоновского поля. Заметную роль играют даже возникающие вследствие электростатической экранировки ядра внутренними электро-



Ф и г. 26. Распределение энергии β -излучения с учетом кулоновского поля атома.

нами атома отклонения от чисто кулоновского поля, которые уменьшают число позитронов низких энергий. Так в спектре β -распада Cu^{64} уменьшение числа позитронов вследствие эффекта экранировки при наименьшей измеренной энергии (примерно 25 кэв) составляет около 30%.

2. ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ПРИ РАЗРЕШЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ

Полную вероятность перехода, т. е. величину, обратную времени жизни ядра по отношению к β -распаду, можно найти, интегрируя распределение (21.5) по энергиям. В результате получим

$$\frac{1}{\tau} = \frac{G^2}{2\pi^3} \frac{mc^2}{\hbar} |M|^2 F(\varepsilon_0); \quad (21.10)$$

здесь G — безразмерная постоянная, определяющая взаимодействие между электронно-нейтринным полем и тяжелыми частицами; M — матричный элемент перехода

$$M = \int u_f^*(\mathbf{r}) u_i(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{p}_\nu + \mathbf{p}_e) \cdot \mathbf{r}/\hbar} d\tau; \quad (21.11)$$

$F(\varepsilon_0)$ — интеграл от функции распределения по энергиям

$$F(\varepsilon_0) = \int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon, \quad (21.12)$$

где ε_0 — полная энергия, получаемая электроном и нейтрино (включая их массу покоя) и выраженная в единицах энергии покоя электрона. Функция $F(\varepsilon_0)$ резко зависит от ε_0 : при $\varepsilon_0 \gg 1$ она приближенно равна $(1/30)\varepsilon_0^5$, а при $\varepsilon_0 \sim 1$ она равна $0,216(\varepsilon_0 - 1)^{7/2}$. Таким образом, τ быстро убывает с ростом ε_0 , хотя и не так быстро, как при α -распаде, когда вероятность перехода зависит от энергии экспоненциально. В § 2 было отмечено, что при α -распаде увеличение энергии в 2 раза приводит к уменьшению времени жизни в 10^{20} раз.

Значение матричного элемента M в общем неизвестно, так как наши сведения о волновых функциях ядра весьма скудны. Даже если мы знаем, что переход является разрешенным, мы можем лишь сказать, что значение $|M|$ лежит между нулем и единицей.

Самым элементарным типом β -распада является β -распад нейтрона:



Матричный элемент для этой реакции должен быть точно равен единице, так как волновая функция одиночного протона должна быть такой же самой, как и функция одиночного нейтрона. Измерение времени жизни нейтрона по отношению к β -распаду должно дать точное значение G . Однако реакцию β -распада нейтрона трудно наблюдать, так как нейтроны в любом веществе гораздо быстрее исчезают вследствие других процессов (захват, диффузия).

В изящном опыте Робсона [64] интенсивный пучок тепловых нейтронов из реактора проходил через пространство, откуда был выкачан воздух, а получающиеся при β -распаде нейтронов протоны и электроны регистрировались соответствующими спектрометрами. Было получено очень хорошее совпадение формы измеренного спектра электронов с формой теоретического спектра для разрешенного перехода. Значение граничной энергии, полученное из соотношения известных масс частиц, совпало с экспериментальным с точностью примерно до 10 кэв. Измеренный период полураспада нейтрона равен¹)

$$T_{1/2} = 770 \pm 140 \text{ сек.}$$

В некоторых случаях можно произвести оценку значения M с большей точностью, чем по порядку величины. Для разрешенных переходов ($\Delta I = 0$) мы имеем

$$M \approx \int u_f^* u_i d\tau. \quad (21.14)$$

Если волновые функции u_f и u_i почти одинаковы, то значение матричного элемента M близко к единице. Это имеет место в случае β -переходов между «зеркальными» ядрами (см. § 2), для которых, по-видимому, выполняется правило отбора $\Delta I = 0$. Такие зеркальные переходы, а также некоторые другие между ядрами, связанными менее про-

¹ Наиболее точно время жизни нейтрона было измерено Сосновским, Спиваком, Прокофьевым, Кутиковым и Добрыниным (доклад Гольдхабера на конференции по физике элементарных частиц, Женева, июнь 1958 г.). Оно составляет $11,7 \pm 0,3$ мин. — Прим. ред.

стыми соотношениями, имеют, как показывает опыт, большую вероятность; их называют преимущественно разрешенными переходами. Некоторые примеры таких переходов приведены в табл. 13.

Из формулы (21.10) следует, что произведение времени жизни на интеграл из энергии $\tau F(\varepsilon_0)$ равно квадрату модуля матричного элемента $|M|^2$, умноженному на постоянную величину. Значения обоих сомножителей можно прямо получить из опыта; для проверки постоянства квадрата модуля матричного элемента $|M|^2$ в таблице приведено также их произведение (с заменой τ на период полураспада $T_{1/2}$).

Таблица 13

Преимущественно разрешенные переходы

	Реакция	$T_{1/2}$, сек	ε_0	$F(\varepsilon_0)T_{1/2}$, сек
«Зеркальные» ядра	$n \rightarrow H^1 + \beta^-$	~750	2,53	1200
	$H^3 \rightarrow He^3 + \beta^-$	$3,93 \cdot 10^8$	1,036	1020
	$C^{11} \rightarrow B^{11} + \beta^+$	1230	2,88	3900
	$Mg^{23} \rightarrow Na^{23} + \beta^+$	11,6	6,51	3200
	$Sc^{41} \rightarrow Ca^{41} + \beta^+$	0,87	10,6	2500
«Незеркальные» ядра	$He^6 \rightarrow Li^6 + \beta^-$	0,823	7,85	820
	$O^{14} \rightarrow N^{14} + \beta^+$	76,5	4,5	3300
	$F^{18} \rightarrow O^{18} + \beta^+$	6720	2,24	3700

Из таблицы видно, что значение произведения $FT_{1/2}$ не является в точности постоянным, но поразительно близко к постоянному, хотя рассматриваемые полупериоды отличаются в 10^9 раз. Оставляя на время в стороне «незеркальные» ядра, меньшее значение $FT_{1/2}$ в первых двух случаях для «зеркальных» ядер можно, вероятно, объяснить тем, что в ядре, содержащем только три частицы, функции u_f и u_i должны быть более сходными, чем в тяжелых ядрах, так что в легком ядре значение $|M|$ должно быть ближе к единице.

Различия в значениях $|M|^2$ в большинстве случаев обусловлены простыми и поддающимися вычислениям ста-

стистическими весовыми множителями, которые связаны, например, с тем фактом, что в результате опыта регистрируются β -переходы во все $2J+1$ состояния с данной энергией и данным значением полного момента J , отличающиеся проекциями момента M . Если учесть эти множители, то значения $|M|^2$, соответствующие переходам между одиночными состояниями, остаются в приведенных в таблице случаях постоянными с точностью до 20%.

В средних ядрах кулоновское отталкивание приводит к тому, что число нейтронов в ядре значительно превышает число протонов. С точки зрения модели оболочек это означает, что квантовые уровни, занимаемые нейтроном и протоном, совершенно различны. Следовательно, их волновые функции сравнительно мало перекрываются. Даже если модель оболочек и не дает точных волновых функций нуклонов, все же следует ожидать, что волновые функции ядер, отличающиеся заменой протона нейтроном, или наоборот, будут сильно отличаться друг от друга. Таким образом, даже в случае разрешенных переходов значения матричных элементов средних ядер должны быть меньше значений матричных элементов легких «зеркальных» ядер. Это хорошо подтверждается данными, полученными примерно для шестидесяти случаев таких переходов, для которых значения $FT_{1/2}$ имеют величину порядка 10^5 . Эти переходы называются разрешенными, но не преимущественно разрешенными. В табл. 14 приведено несколько примеров

Таблица 14

Разрешенные, но не преимущественно разрешенные переходы

Данные взяты из работы Майер и др. [55]

Реакция	F (ϵ_0) $T_{1/2}$, сек
$S^{35} \rightarrow Cl^{35} + \beta^-$	$1,0 \cdot 10^5$
$Ca^{45} \rightarrow Sc^{45} + \beta^-$	$4 \cdot 10^5$
$Mo^{91} \rightarrow Nb^{91} + \beta^+$	$6 \cdot 10^5$
$In^{114} \rightarrow Sn^{114} + \beta^-$	$3 \cdot 10^4$
$Er^{160} \rightarrow Tm^{160} + \beta^-$	$2 \cdot 10^5$

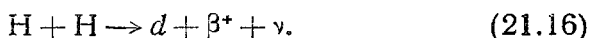
таких переходов. Для этих ядер не наблюдается систематического изменения величины $FT_{1/2}$; в частности, не заметно ее возрастание с увеличением A до значений, больших 200. Для некоторых естественно-радиоактивных элементов, например, RaC'' и Pb^{209} , величина $FT_{1/2}$ имеет такое же малое значение, как и для переходов разрешенной группы, но в теоретическом смысле эти переходы не могут считаться разрешенными, так как в этих случаях нарушается правило отбора для разрешенных переходов.

В ряде хорошо известных случаев, как например C^{14} , форма и известные или предполагаемые начальные и конечные значения спинов (и четности) соответствуют нормальным разрешенным переходам; однако при этом получаются значения $FT_{1/2}$ порядка 10^8 . Это означает, что волновые функции u_j и u_i почти ортогональны, хотя они и соответствуют одним и тем же значениям всех известных интегралов движения. Ряд соображений приводит к заключению, что здесь случайно сокращаются некоторые матричные элементы. Из чисто статистических соображений не представляется неправдоподобным, чтобы такое сокращение имело место в одном или двух случаях из многих известных случаев β -активности (см. Янковичи и Талми [43]).

Если предположить, что для легчайших зеркальных ядер $|M| \approx 1$, то можно из значения $F\tau$ вычислить G , в результате получаем

$$G \approx 10^{-11}; \quad (21.15)$$

эта величина соответствует значению $g \approx 10^{-48} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$. Малость величины g , определяющей взаимодействие электронно-нейтринного поля с тяжелыми частицами, является причиной того, что β -распад протекает столь медленно по сравнению с другими ядерными реакциями, за исключением процесса α -распада при наличии высоких кулоновских барьеров. Поэтому можно сказать, что β -лучи испускаются в общем не в момент столкновения частиц с ядром, а что вначале происходит столкновение и лишь через сравнительно большой промежуток времени конечное ядро испускает β -лучи. Единственным известным исключением является реакция



Но вероятность даже этой реакции чрезвычайно мала. В центре Солнца, где плотность вещества равна примерно 100 г/см^3 , а температура достигает величины $15 \cdot 10^6 \text{ К}$, среднее время жизни протона по отношению к этой реакции составляет приблизительно 10^{10} лет (Салпетер [67]). Причем эта реакция является наиболее благоприятной в смысле возможности β -распада в процессе столкновения. Возможно, что основной вклад в излучаемую Солнцем энергию вносит энергия, выделяемая при этой реакции.

3. ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ПРИ ЗАПРЕЩЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ

Второй член разложения экспоненты в матричном элементе (21.11) в ряд Тейлора приводит к отличному от нуля значению интеграла при $\Delta I = \pm 1$, т. е. к переходам,

Таблица 15

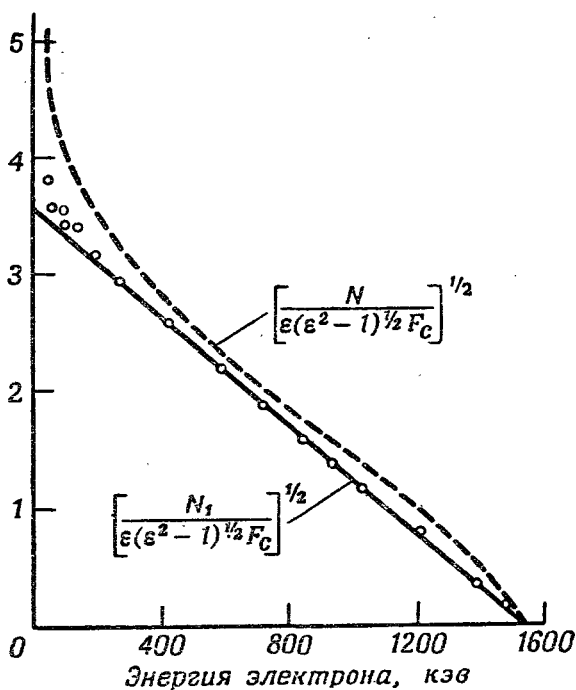
Времена жизни при запрещенных переходах

Данные взяты из работ Майера и др. [55] и Нордгейма [59]

Излучатель	Порядок запрещенных переходов	$T_{1/2}$, сек	ϵ_0	$T_{1/2} F(\epsilon_0)$, сек
S^{37} Y^{91} Cs^{137} RaE^{210}	Первый	300 $4,9 \cdot 10^6$ $1,1 \cdot 10^9$ $4,3 \cdot 10^5$	9,4 4,04 2,01 3,28	$1,2 \cdot 10^7$ $4,8 \cdot 10^8$ $4,1 \cdot 10^9$ 10^8
Be^{10} C^{36}	Второй	$8,5 \cdot 10^{13}$ $1,4 \cdot 10^{12}$	2,08 2,39	$5 \cdot 10^{13}$ $3 \cdot 10^{13}$
K^{40}	Третий	$3,4 \cdot 10^{16}$	3,66	10^{18}

запрещенным в первом приближении. Аналогично третий член разложения делает возможным переходы с $\Delta I = \pm 2$ и т. д. При $\epsilon_0 = 2$ эффективное значение показателя экспоненты будет $\sim 1/100$, поэтому следует ожидать, что $|M(\Delta I = \pm 1)|^2$ составляет 10^{-4} от значения $|M(\Delta I = 0)|^2$. Так как истинная волновая функция электрона в кулонов-

ском поле изменяется быстрее плоской волны, которая использована в выражении (21.11), то для средних и тяжелых ядер оказывается, что коэффициент 10^{-4} следует заменить коэффициентом 10^{-2} . Для более высоких порядков запрещения эта поправка уже не столь значительна. При



Ф и г. 27. Пример β -спектра для первого запрещенного перехода (в Y^{91}).

Данные представлены в виде стандартного графика Кюри для разрешенных переходов (пунктирная линия) и в исправленной форме, соответствующей первым запрещенным переходам (сплошная линия). Связь между N и N_1 дается формулой (21.17). По горизонтальной оси отложена кинетическая энергия электронов $T = (\epsilon - 1) mc^2$ в кэВ (Бу и Фельдман [84]).

больших ϵ_0 вероятность запрещенных переходов увеличивается. Экспериментальные данные, относящиеся к запрещенным переходам, приведены в табл. 15.

Современное положение теории Ферми определилось после того, как была измерена форма спектров двух за-

прещенных переходов (Y^{91} , Cs^{137}) и было обнаружено, что вычисления по формуле (21.9) для этих случаев не дают прямой линии на графике Кюри и что эта прямая линия получается при простом изменении формулы (21.9). Если в формуле (21.11) разложить экспоненту в ряд и оставить только второй член разложения (случай запрета первого порядка), то выражение для матричного элемента M принимает вид

$$(p_\nu + p_e) \int u_f^* \frac{r}{\hbar} u_i d\tau. \quad (21.16a)$$

Усредняя квадрат первого сомножителя по всем направлениям импульсов испущенных электрона и нейтрино (законность такого усреднения будет оправдана в п. 4), получаем для энергетического спектра в случае запрета первого порядка следующее выражение:

$$N_1(\varepsilon) d\varepsilon \sim (p_\nu^2 + p_e^2) N(\varepsilon) d\varepsilon = [(\varepsilon^2 - 1) + (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2] N(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (21.17)$$

где $N(\varepsilon)$ определяет спектр для разрешенного перехода [см. формулу (21.8)]. (Заметим, что интеграл в формуле (21.16a) не зависит от энергии.) На фиг. 27 сопоставлены экспериментальные данные с теоретическими графиками. Для случаев запрещенных переходов следует ввести поправку в значения $FT_{1,2}$, учитывающую форму энергетического спектра.

4. ПРАВИЛА ОТБОРА ФЕРМИ И ГАМОВА—ТЕЛЛЕРА

Правило отбора $\Delta I = 0$ для разрешенных переходов оказывается не всегда применимым. Рассмотрим реакцию



Ядро Li^6 можно себе представить как сочетание α -частицы и дейтрона. Для α -частицы $I = 0$, а для дейтрона $I = 1$. Поэтому можно ожидать, что спин Li^6 равен 1, что и оправдывается экспериментом. Аналогичным образом можно себе представить ядро He^6 как сочетание α -частицы и двух нейтронов. В основном состоянии система из двух нейтронов должна иметь спин 0 (см. § 15), так что ядро He^6 также должно иметь спин $I = 0$. Дополнительным аргументом в пользу этого представления является тот факт,

что все исследованные ядра, состоящие из четного числа нейтронов и протонов, имеют спин 0. Таким образом, для реакции (21.18) $\Delta I = 1$, т. е. этот переход является запрещенным. Между тем экспериментальное значение времени жизни показывает, что переход должен относиться к числу преимущественно разрешенных. Еще по меньшей мере для пятнадцати случаев разрешенных переходов на основании экспериментальных данных и теоретических соображений, связанных с моделью оболочек, можно заключить, что спин меняется на единицу. Таким образом, могут иметь место разрешенные переходы, для которых $\Delta I = 1$.

. Гамов и Теллер первые показали, как это может быть. При установлении типа взаимодействия следует рассмотреть все возможные релятивистски инвариантные комбинации четырех волновых функций u_i, u_j, ψ_e и ψ_ν . Из двух волновых функций, скажем ψ и φ , можно составить следующие пять комбинаций, преобразующихся ковариантно при преобразовании Лоренца:

S — скаляр: $\psi^* \beta \varphi$ (теория Ферми);

V — полярный четырехмерный вектор с составляющими $\psi^* \varphi, \psi^* \alpha \varphi$;

T — тензор: $\psi^* \beta \sigma \varphi, \psi^* \beta \alpha \varphi$;

A — аксиальный вектор: $\psi^* \sigma \varphi, \psi^* \gamma_5 \varphi$;

P — псевдоскаляр: $\psi^* \beta \gamma_5 \varphi$,

где β, α и γ_5 — дираковские операторы, а σ — спиновый оператор (подробнее см. в обзоре Конопинского). Для получения релятивистски инвариантных выражений нужно перемножить соответствующие комбинации из волновых функций легких и тяжелых частиц, например, тензорную комбинацию из волновых функций легких частиц умножить на тензорную комбинацию, составленную из волновых функций тяжелых частиц u_i и u_j . В последнем случае гамильтониан взаимодействия имеет следующий вид:

$$V_{\text{тензор.}} = (\psi^* \beta \sigma \varphi) (u_j^* \beta \sigma u_i). \quad (21.19)$$

(Здесь по-прежнему процесс трактуется так, как если одновременно с электроном испускается антинейтрино.) Так как тяжелые частицы можно считать нерелятивистскими, то оператор β для них эквивалентен единице. Поэтому в выражении (21.19) между волновыми функциями тяжелых

частиц u_i и u_f остается только оператор σ . Матричный элемент для разрешенных переходов теперь будет иметь вид $\int u_f^* \sigma u_i d\tau$ и будет отличен от нуля, если спин ядра (при переходе) изменяется на единицу или на нуль. Таким образом, при тензорном взаимодействии «разрешенными» являются переходы, для которых $\Delta I = \pm 1, 0$.

Аксиально-векторное взаимодействие приводит к тем же правилам отбора, что и тензорное, т. е.

$$\Delta I = 0, \pm 1. \quad (21.20)$$

Таким же путем можно получить и правила отбора для трех других возможных типов взаимодействия. Приведем правила отбора для разрешенных переходов при всех пяти типах взаимодействия:

Типы взаимодействия	Правила отбора	Условия для переходов
S и V	$\Delta I = 0$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Четность не может меняться} \\ \text{Четность не может меняться} \\ \text{Переход } 0 \rightarrow 0 \text{ запрещен} \\ \text{Четность должна измениться} \end{array} \right.$
T и A	$\Delta I = 0 \pm 1$	
P	$\Delta I = 0$	

Правила отбора для типов взаимодействия T и A называются правилами отбора Гамова — Теллера, а для S и V — правилами отбора Ферми. Случай псевдоскалярного типа взаимодействия (P) является в некотором роде особым случаем, поскольку здесь решающую роль играют входящие в волновую функцию нуклона малые релятивистские члены, которые недостаточно хорошо известны. Экспериментальные данные показывают, что в большинстве случаев следует пользоваться правилами отбора Гамова — Теллера.

Теперь можно доказать справедливость введенного выше простого изменения формы спектра для запрещенного перехода первого порядка. Для типов взаимодействия T и A спектр запрещенного перехода первого порядка получается при интегрировании по всем направлениям испускания

электронов и нейтрино следующего выражения:

$$\left| (\mathbf{p}_\nu + \mathbf{p}_e) \int d\tau u_i^* \boldsymbol{\sigma} u_i \right|^2.$$

В этом выражении интеграл представляет собой тензор. В общем случае он является довольно сложной функцией от углов, и результат интегрирования не имеет простого вида. Но если этот интеграл является сферически симметричной функцией углов¹⁾, то поправка дается следующим выражением:

$$\text{const} \cdot \int d\Omega_e |\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_\nu|^2 = \text{const} \cdot (p_e^2 + p_\nu^2) \sim (E^2 - 1) + (E_0 - E)^2;$$

оно представляет собой тот множитель, который необходим для видоизменения графика Кюри. Такое упрощение имеет место, если изменения углового момента $\Delta I = 2$, что следует из обычных соотношений между сферическими гармониками. В общем случае такое упрощение наблюдается всегда, когда величина ΔI на единицу превышает порядок запрещения²⁾. Хорошее согласие теоретической кривой, проведенной с учетом этого поправочного множителя, и экспериментальных данных как раз в тех случаях, когда этот поправочный множитель должен быть применен, само по себе является достаточным основанием, чтобы использовать правила отбора Гамова — Теллера.

В случае, когда в выражении для матричного элемента перехода несколько типов взаимодействия участвует в сравнимой степени, в спектре возникают интерференционные члены. Исследование этих интерференционных членов (впервые проведенное Фирцем) показывает, что простая форма разрешенного спектра не может иметь места, если участвуют одновременно два типа взаимодействия Гамова — Теллера (T и A) или два типа взаимодействия Ферми (S и V). Дальнейшие исследования показали справедливость этого утверждения и в случае запрещенных спектров первого порядка, для которых не было бы согласия с экспериментальными данными, если бы были существенны интерференционные члены или между взаимодействиями типа S

1) Что соответствует неполяризованным ядрам.—Прим. ред.

2) Такие переходы обыкновенно называют «уникальными».—Прим. ред.

и A или между взаимодействиями типа T и V . Это обстоятельство ограничивает выбор типов взаимодействия, сводя их либо к смеси $V-A$, либо к смеси $S-T$. Прямым способом было установлено, что в случае чистого распада Ne^6 по Гамову — Теллеру, когда не могут участвовать взаимодействия ни типа V , ни типа S , основную роль играет в действительности тензорное взаимодействие. Это было обнаружено при исследовании углового распределения электронов распада по отношению к направлению движения ядер отдачи (см. § 6). Наблюдаемое угловое распределение электронов хорошо согласуется с выводами теории в случае тензорного взаимодействия и расходится с теорией в предположении аксиально-векторного взаимодействия¹⁾. Подобные же эксперименты по изучению переходов, в которых участвуют взаимодействия типа Ферми (распад Ne^{19}), подтвердили, что в этих случаях существует скорее скалярное взаимодействие, нежели векторное²⁾. Электроны, испущенные при распаде нейтрона, имеют сферически-симметричное распределение по углам, что указывает на участие как скалярного, так и тензорного типов взаимодействия с определенными весами.

Можно сделать общее заключение, что оператор взаимодействия состоит из суммы операторов взаимодействия типов S и T , входящих в общее выражение с такими весами, что выполняется неравенство $0,5 \leq G_S^2/G_T^2 \leq 1,5$, причем доля участия взаимодействия типа P неизвестна; по всей вероятности, она мала³⁾.

Следует отметить, что реакция (21.16), которой приписывается большая часть энергии, выделяемой в Солнце,

1) Результаты этих опытов, как недавно выяснилось Неггта и Пэнсфельдт и др., *Rhis. Rev. Letters*, 1, No. 2, 61 (1958)], оказались ошибочными. В действительности, имеет место не тензорное, а аксиально-векторное взаимодействие. — *Прим. ред.*

2) Опыты, относящиеся к Ne^{19} , согласуются как с предположением о $S-T$ взаимодействии, так и с предположением о $A-V$ взаимодействии. То же относится и к распаду нейтрона. Опыты, относящиеся к Ag^{35} , противоречат предположению о $S-T$ взаимодействии и согласуются с $A-V$ взаимодействием [см. Аллен и др., *Phys. Rev.*, 107, 641 (1957)]. — *Прим. ред.*

3) Совокупность новейших экспериментов (см. примечание на стр. 302) приводит к заключению, что, по-видимому, взаимодействие состоит из смеси типов $A-V$. — *Прим. ред.*

соответствует переходу из начального состояния двух протонов в конечное состояние, являющееся основным состоянием дейтрона. Так как при малых энергиях состояние двух протонов является почти чистой S -волной, т. е. $l=S=0$ (потому что протоны подчиняются принципу Паули), а для основного состояния дейтрона $l=1$, то в этой реакции спин изменяется на единицу. Реакция может быть разрешенной и играть значительную роль в звездах только потому, что имеет место взаимодействие типа Гамова — Теллера.

5. ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНА

При этом типе β -перехода электрон с атомной оболочки захватывается протоном ядра, вследствие чего протон превращается в нейтрон и испускается нейтрино. Вся энергия перехода уносится нейтрино, и потому они являются моноэнергетическими. Примеры захвата электрона приведены в § 3, а эксперименты по измерению импульса ядер отдачи описаны в § 6.

Разработанная теория захвата электрона так же хорошо согласуется с наблюдаемыми полупериодами для этого процесса, как и в обычных случаях β -распадов. Отношение вероятности захвата электрона к вероятности испускания позитрона при заданных двух состояниях ядер, между которыми энергетически возможны эти оба вида переходов, оказывается достаточным для довольно однозначной формулировки теории. По величине этого отношения можно проверить справедливость теории независимо от того, насколько хорошо известна структура ядер, поскольку в выражении для отношения вероятностей этих двух процессов матричные элементы ядерных переходов взаимно сокращаются. Наблюдалось несколько случаев, когда захват электрона происходил не с внутренней K -оболочки, а из другой, более далекой от ядра, оболочки. Так как плотность распределения таких внешних электронов вблизи ядра мала по сравнению с плотностью K -электрона, то вероятность захвата с этих оболочек значительно меньше вероятности захвата K -электрона, и этот захват наблюдается лишь в тех случаях, когда энергия связи K -электрона настолько велика, что он не может захватиться ядром.

Вероятность захвата K -электрона, очевидно, пропорцио-

нальна плотности распределения атомных электронов вблизи ядра. Это дало возможность исследовать зависимость времени жизни Be^7 по отношению к K -захвату от состояния атома Be в химических соединениях. Для металлического Be это время жизни несколько меньше, чем для фторида Be , видимо, потому, что в металле атомные электроны имеют большую плотность упаковки, чем в солях. Это один из известных двух случаев (другой случай — испускание электронов внутренней конверсии технецием), когда время жизни ядра хотя бы в слабой степени зависит от химического состояния.

6. НЕЙТРИНО И АНТИНЕЙТРИНО

Реакции, в которых происходит β -переход, могут быть представлены в следующем виде:

$$\beta^- \text{-распад} \quad n^* \rightarrow \beta^- + p^* + \nu_1, \quad (21.21a)$$

$$\beta^+ \text{-распад} \quad p^* \rightarrow \beta^+ + n^* + \nu_2, \quad (21.21b)$$

$$\text{Захват электрона} \quad p^* + \beta^- \rightarrow n^* + \nu_2. \quad (21.21b')$$

Здесь звездочка (*) означает, что нуклон не может быть свободным, а находится в связанном состоянии в ядре. Реакции (21.21b) и (21.21b') совершенно эквивалентны друг другу, и, как мы видели раньше, они действительно являются двумя конкурирующими реакциями при распаде одного и того же ядра. Очевидно, имеется определенная связь между ролью электрона и ролью позитрона в этих двух реакциях; испускание позитрона в реакции (21.21b) совершенно эквивалентно поглощению электрона в реакции (21.21b'). Электрон и позитрон, конечно, отличаются друг от друга в других отношениях. Их электрические заряды и магнитные моменты равны по величине, но противоположны по знаку. Две частицы со спином $1/2$, обладающие такими свойствами, называются частицей и античастицей: теория Дирака предсказывает, что для всякой частицы со спином $1/2$ существует и античастица. Конечно, всем хорошо известно образование электронно-позитронной пары γ -лучами.

Если такое свойство имеет место и для нейтрино (частицы со спином $1/2$), то должно существовать и антинейтрино.

В таком случае нейтральная частица ν_1 (которую мы назовем нейтрино), испущенная при обычном β^- -распаде, может быть поглощена в следующей реакции:



поскольку эта реакция соответствует реакции (21.21б), если считать поглощение нейтрино ν_1 эквивалентным испусканию антинейтрино $\bar{\nu}_2$. Но при поглощении нейтрино *не* может быть вызван β^- -распад; для этого нужна другая реакция



которая получается аналогичным образом из реакции (21.21а); при этом в качестве падающей частицы требуется *антинейтрино*.

Эксперимент по захвату нейтрино, описанный в § 6, предназначается для наблюдения актов испускания позитрона, вызванных получающимися в результате распада продуктов деления нейтрино ν_1 . Продукты деления исключительно β^- -активны, и при их распаде получают нужные частицы ν_1 . Если к нейтрино теория Дирака применима, то β^+ -распад *не* мог бы быть вызван потоком нейтрино, получающимися в реакторе. Однако этот эффект наблюдался, что позволило сделать утверждение, что нейтрино и антинейтрино, которые не обладают ни зарядом, ни магнитным моментом, являются все же различными частицами.

Еще давно Майорана указал, что общая теория элементарных частиц не приводит к обязательному различию между частицей и античастицей, если они электрически нейтральны. Он предложил альтернативную теорию, в которой

$$\nu_1 \equiv \bar{\nu}_2, \quad (21.24)$$

и, следовательно, поток нейтрино из реактора может индуцировать как β^- -распад, так и β^+ -распад. Майорана предложил и другой, менее прямой, эксперимент для выяснения вопроса, какое из предположений о частицах ν_1 и $\bar{\nu}_2$ правильно — предложенное им или вытекающее из теории Дирака. Речь идет об эксперименте по двойному β -распаду.

Для большинства ядер энергетически возможен двойной β -распад, при котором сразу испускается два электрона или два позитрона, а заряд ядра меняется на две единицы.

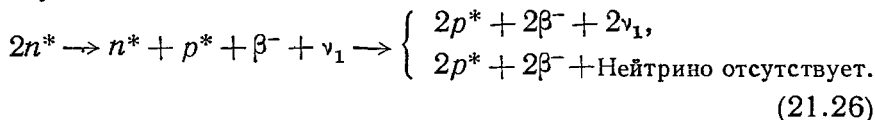
В общем виде эти реакции можно записать так:



или



В этой записи не отражено участие нейтрино в реакциях. Рассмотрим для определенности двойной β^- -распад. Можно считать, что эта реакция проходит через промежуточную ступень:



Таким образом, вторая ступень реакции является альтернативной: здесь либо происходит *испускание* второго нейтрино ν_1 , либо *поглощение* первого нейтрино. Это положение совершенно аналогично эквивалентным альтернативам об испускании позитрона или поглощении электрона в реакциях (21.21б) и (21.21б'). Процесс двойного β -распада должен быть очень медленным процессом, поскольку вероятность такого перехода пропорциональна четвертой степени малой постоянной G . Вероятность перехода в случае испускания двух нейтрино значительно меньше вероятности перехода при отсутствии нейтрино, так как фазовый объем, занимаемый промежуточными состояниями, значительно больше фазового объема, занимаемого при реальном испускании двух нейтрино.

Ясно, что возможность двойного β -распада с испусканием двух нейтрино зависит от того, тождественны ли между собой ν_1 и ν_2 так, чтобы β^- -распад мог происходить как с испусканием, так и поглощением нейтрино. Если справедлива теория Майорана и $\nu_1 \equiv \nu_2$, то время жизни по отношению к двойному β -распаду будет значительно меньше по сравнению с временем жизни для случая, когда $\nu_1 \neq \nu_2$, поэтому при $\nu_1 \equiv \nu_2$ реакция $n^* + \nu_1 \rightarrow p^* + \beta^-$ становится невозможной. В типичных случаях, например, в реакции $Zr^{96} \rightarrow Mo^{96} + 2\beta^-$ с энергией перехода $3 - 4 \text{ Мэв}$ время жизни составляет $\sim 10^{14}$ лет по теории Майорана и $\sim 10^{21}$ лет по теории Дирака. Проведенные эксперименты не позволяют сделать полностью определенных заключений,

хотя опыты по поискам ожидаемых продуктов распада в старых минералах и последние опыты, в которых искали непосредственно электроны распада, скорее согласуются с более продолжительным временем жизни¹⁾.

1) Существует еще одна простая возможность для теории нейтрино, предложенная Саламом, Ландау и Ли и Янгом. Она основана на том, что уравнение Дирака для частицы с равной нулю массой допускает следующее дополнительное условие для волновой функции $\varphi = \gamma_5 \varphi$. При этом волновая функция содержит лишь две независимые компоненты, поэтому эта теория называется двухкомпонентной теорией нейтрино.

В этой теории нейтрино обладает лишь одной возможной поляризацией (например, направлением спина против направления движения), а антинейтрино — противоположной поляризацией. Таким образом, нейтрино и антинейтрино отличаются состоянием поляризации, и поэтому двойной β -распад без испускания нейтрино невозможен.

Двухкомпонентная теория нейтрино ранее не рассматривалась, так как условие $(1 - \gamma_5)\varphi = 0$ инвариантно относительно отражения пространственных координат. Однако опыты Ву и др., обнаружившие асимметрию в распаде поляризованных ядер и подтвердившие гипотезу Ли и Янга, показали, что в процессах β -распада не выполняется закон сохранения четности. Поэтому взаимодействие в β -распаде в общем случае может содержать не 5, а 10 членов, так как наряду со скаляром гамильтониан может включать и псевдоскаляры. Одна из простейших форм суперпозиции скаляров и псевдоскаляров сводится к тому, что φ входит лишь в виде комбинации $(1 + \gamma_5)\varphi$, что соответствует двухкомпонентной теории.

С несохранением четности связана поляризация β -электронов. Опыт показывает, что β^- -электроны поляризованы против направления движения, а β^+ -электроны — по направлению движения. Двухкомпонентная теория приводит к тому, что степень поляризации электронов должна быть равна v/c , что согласуется с опытом. Для согласования направления поляризации надо принять, что значение v_1 в реакции (21.21a) поляризовано по направлению движения, а v_2 в (21.21б) — против направления движения, если имеет место $A-V$ взаимодействие, и, наоборот, в случае $S-T$ взаимодействия. (Наименование взаимодействий определяется по комбинации, составленной из волновых функций тяжелых частиц.) Таким образом, совокупность имеющихся в настоящее время данных описывается теорией β -распада, строящейся на основе:

- 1) взаимодействий типа A и V (по отношению к тяжелым частицам),
- 2) двухкомпонентной теории нейтрино [$\varphi = \gamma_5 \varphi$, если φ — волновая функция нейтрино, и при β^- -распаде испускается антинейтрино].

Однако эти утверждения еще нуждаются в дополнительной экспериментальной проверке. — *Прим. ред.*

ПРИЛОЖЕНИЕ

НЕКОТОРЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

1. Длины волн λ (в см).

	Нерелятивистский случай $\lambda = h/p = h/(2M_0)^{1/2} \times 1/E_{\text{кин}}^{1/2}$	Релятивистский случай $\lambda = hc/\beta E_{\text{полн.}} \approx hc/E_{\text{полн.}}$
Протон	$\frac{4,553 \cdot 10^{-13}}{E_{\text{кин}}^{1/2}} (Mэв)$	$\frac{0,1972 \cdot 10^{-13}}{\beta E_{\text{полн.}}} (Бэв)$
π^{\pm} -мезон	$\frac{11,81 \cdot 10^{-13}}{E_{\text{кин}}^{1/2}} (Mэв)$	$\frac{197,2 \cdot 10^{-13}}{\beta E_{\text{полн.}}} (Mэв)$
Электрон	$\frac{1,951 \cdot 10^{-8}}{E_{\text{кин}}^{1/2}} (эв)$	$\frac{197,2 \cdot 10^{-13}}{\beta E_{\text{полн.}}} (Mэв)$
γ -лучи		$\frac{197,2 \cdot 10^{-13}}{E} (Mэв)$

2. Эффективное сечение $\pi\lambda^2$ (в барн; 1 барн = 10^{-24} см²).

	Нерелятивистский случай	Релятивистский случай
Протон	$\frac{651,2 \cdot 10^{-3}}{E_{\text{кин.}}} (Mэв)$	$\frac{1,222 \cdot 10^{-3}}{\beta^2 E_{\text{полн.}}^2} (Бэв)$
π^{\pm} -мезон	$\frac{4,378}{E_{\text{кин.}}} (Mэв)$	$\frac{1222}{\beta^2 E_{\text{полн.}}^2} (Mэв)$
Электрон	$\frac{1196}{E_{\text{кин.}}} (Mэв)$	$\frac{1222}{\beta^2 E_{\text{полн.}}^2} (Mэв)$

хотя опыты по поискам ожидаемых продуктов распада в старых минералах и последние опыты, в которых искали непосредственно электроны распада, скорее согласуются с более продолжительным временем жизни¹⁾.

1) Существует еще одна простая возможность для теории нейтрино, предложенная Саламом, Ландау и Ли и Янгом. Она основана на том, что уравнение Дирака для частицы с равной нулю массой допускает следующее дополнительное условие для волновой функции $\varphi = \gamma_5 \varphi$. При этом волновая функция содержит лишь две независимые компоненты, поэтому эта теория называется двухкомпонентной теорией нейтрино.

В этой теории нейтрино обладает лишь одной возможной поляризацией (например, направлением спина против направления движения), а антинейтрино — противоположной поляризацией. Таким образом, нейтрино и антинейтрино отличаются состоянием поляризации, и поэтому двойной β -распад без испускания нейтрино невозможен.

Двухкомпонентная теория нейтрино ранее не рассматривалась, так как условие $(1 - \gamma_5)\varphi = 0$ инвариантно относительно отражения пространственных координат. Однако опыты Ву и др., обнаружившие асимметрию в распаде поляризованных ядер и подтвердившие гипотезу Ли и Янга, показали, что в процессах β -распада не выполняется закон сохранения четности. Поэтому взаимодействие в β -распаде в общем случае может содержать не 5, а 10 членов, так как наряду со скаляром гамильтониан может включать и псевдоскаляры. Одна из простейших форм суперпозиции скаляров и псевдоскаляров сводится к тому, что φ входит лишь в виде комбинации $(1 + \gamma_5)\varphi$, что соответствует двухкомпонентной теории.

С несохранением четности связана поляризация β -электронов. Опыт показывает, что β^- -электроны поляризованы против направления движения, а β^+ -электроны — по направлению движения. Двухкомпонентная теория приводит к тому, что степень поляризации электронов должна быть равна v/c , что согласуется с опытом. Для согласования направления поляризации надо принять, что значение v_1 в реакции (21.21a) поляризовано по направлению движения, а v_2 в (21.21б) — против направления движения, если имеет место $A-V$ взаимодействие, и, наоборот, в случае $S-T$ взаимодействия. (Наименование взаимодействий определяется по комбинации, составленной из волновых функций тяжелых частиц.) Таким образом, совокупность имеющихся в настоящее время данных описывается теорией β -распада, строящейся на основе:

1) взаимодействий типа A и V (по отношению к тяжелым частицам),

2) двухкомпонентной теории нейтрино $\{\varphi = \gamma_5 \varphi$, если φ — волновая функция нейтрино, и при β^- -распаде испускается антинейтрино}.

Однако эти утверждения еще нуждаются в дополнительной экспериментальной проверке. — *Прим. ред.*

ПРИЛОЖЕНИЕ

НЕКОТОРЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

1. Длины волн λ (в см).

	Нерелятивистский случай $\lambda = h/p = h/(2M_0)^{1/2} \times 1/E_{\text{кин}}^{1/2}$	Релятивистский случай $\lambda = hc/\beta E_{\text{полн.}} \approx hc/E_{\text{полн.}}$
Протон	$\frac{4,553 \cdot 10^{-13}}{E_{\text{кин.}}^{1/2}} \text{ (Мэв)}$	$\frac{0,1972 \cdot 10^{-13}}{\beta E_{\text{полн.}}} \text{ (Бэв)}$
π^{\pm} -мезон	$\frac{11,81 \cdot 10^{-13}}{E_{\text{кин.}}^{1/2}} \text{ (Мэв)}$	$\frac{197,2 \cdot 10^{-13}}{\beta E_{\text{полн.}}} \text{ (Мэв)}$
Электрон	$\frac{1,951 \cdot 10^{-8}}{E_{\text{кин.}}^{1/2}} \text{ (эв)}$	$\frac{197,2 \cdot 10^{-13}}{\beta E_{\text{полн.}}} \text{ (Мэв)}$
γ -лучи		$\frac{197,2 \cdot 10^{-13}}{E} \text{ (Мэв)}$

2. Эффективное сечение $\pi \lambda^2$ (в барн; 1 барн = 10^{-24} см²).

	Нерелятивистский случай	Релятивистский случай
Протон	$\frac{651,2 \cdot 10^{-3}}{E_{\text{кин.}}} \text{ (Мэв)}$	$\frac{1,222 \cdot 10^{-3}}{\beta^2 E_{\text{полн.}}^2} \text{ (Бэв)}$
π^{\pm} -мезон	$\frac{4,378}{E_{\text{кин.}}} \text{ (Мэв)}$	$\frac{1222}{\beta^2 E_{\text{полн.}}^2} \text{ (Мэв)}$
Электрон	$\frac{1196}{E_{\text{кин.}}} \text{ (Мэв)}$	$\frac{1222}{\beta^2 E_{\text{полн.}}^2} \text{ (Мэв)}$

3. Кулоновские радиусы a_0 (в см) и энергии Ry (в кэв).

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = \frac{\hbar/mc}{e^2/\hbar c}, \quad Ry = \frac{e^2}{2a_0} = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2$$

	a_0	Ry
Электрон	$0,5292 \cdot 10^{-8}$	0,01361
π -мезон	$0,1937 \cdot 10^{-10}$	3,717
μ -мезон	$0,2555 \cdot 10^{-10}$	2,818
Протон	$0,2880 \cdot 10^{-11}$	24,00

4. Фермиевская энергия.

Предположим, что n тождественных частиц со спином $1/2$ и массой M находятся в прямоугольной яме радиуса R . Тогда

$$E_F = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{4/3} \frac{\hbar^2}{2^{1/3}} \frac{n^{2/3}}{MR^2}.$$

Если M — масса протона и $R = r_0 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, где A — массовое число, то

$$E_F = \frac{76,52}{r_0^3} \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \text{ Мэв.}$$

Если $r_0 = 1,2$, то

$$E_F = 53 \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \text{ Мэв.}$$

5. Физические постоянные¹⁾.

Заряд электрона: $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ эл. ст. ед.

Постоянная Планка, деленная на 2π : $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек.

Масса протона: $M_p = 1,672 \cdot 10^{-24}$ г = 938,2 Мэв.

Масса π^\pm -мезона: $M_\pi = 2,49 \cdot 10^{-25}$ г = 140 Мэв.

¹⁾ Значения даны с точностью до единицы или двух в последнем знаке; относительно точности перехода от массы к энергиям см. работу ДюМонда и Коэна [24].

Масса μ -мезона:	$M_{\mu} = 1,89 \cdot 10^{-25} \text{ г} = 106 \text{ Мэв.}$
Масса электрона:	$m = 9,108 \cdot 10^{-28} \text{ г} = 0,51098 \text{ Мэв.}$
Отношение массы протона к массе электрона:	$M_p/m = 1836,2.$
Скорость света в вакууме:	$c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$
Магнетон Бора:	$\frac{e\hbar}{2mc} = 0,9273 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/гаусс} =$ $= 5,789 \cdot 10^{-9} \text{ эв/гаусс.}$
Ядерный магнетон:	$\frac{e\hbar}{2M_p c} = 5,050 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/гаусс} =$ $= 3,152 \cdot 10^{-12} \text{ эв/гаусс.}$
π -мезонный магнетон:	$\frac{e\hbar}{2M_{\pi} c} = 3,40 \cdot 10^{-23} \text{ эрг/гаусс} =$ $= 2,12 \cdot 10^{-11} \text{ эв/гаусс.}$
μ -мезонный магнетон:	$\frac{e\hbar}{2M_{\mu} c} = 4,48 \cdot 10^{-23} \text{ эрг/гаусс} =$ $= 2,80 \cdot 10^{-11} \text{ эв/гаусс.}$
1 атомная единица массы (<i>a. e. m.</i>) = $\frac{1}{16}$ массы O^{16} =	$931,4 \text{ Мэв.}$
Масса атома водорода (протон + электрон) =	$= 1,00814 \text{ a. e. m.} = 938,72 \text{ Мэв.}$

ТАБЛИЦА ДАННЫХ О ЯДРАХ

Объяснение таблицы

- Столбец 1:* Z — атомный номер элемента. Название и химический символ элемента ставится в той же строке, что и атомный номер.
- Столбец 2:* Название и символ элемента.
- Столбец 3:* A — массовое число изотопа. Все изотопы группируются под элементом, к которому они относятся.
- Столбец 4:* Распространенность и стабильность. Если данный изотоп встречается в природе, то в этом столбце дается его распространенность (в %) в естественных элементах. Если наблюдался тип радиоактивного распада, то дается символ соответствующего процесса. Используются следующие символы:
 I — изомерный переход (испускание γ -лучей или электронов внутренней конверсии).
 K — захват электрона.
 β^- , β^+ — испускание отрицательных или положительных β -частиц.
 α — испускание α -частиц.
 n , p — испускание нейтронов и протонов. Для излучателей запаздывающих нейтронов материнский изотоп отмечен символом n , а дочерний — I_n .
 f — спонтанное деление. Этот процесс наблюдался для большинства ядер со значениями Z выше 85, но он является слишком медленным процессом по сравнению с другими, вызывающими неустойчивость данного изотопа. В таблице указан символ f только для тех немногих наиболее тяжелых ядер, для которых скорость спонтанного деления превосходит скорость распада, соответствующего другим процессам.
Если определенно неизвестно, к какому массовому числу относится данный тип распада, то он вовсе не указывается. Имеется несколько исключений для элементов с Z выше 95. Тогда на неопределенность указывают скобки, в которые заключается символ. В общем случае различные неопределенные характеристики опускаются.
- Столбец 5:* Измеренный спин основного состояния в единицах \hbar .
- Столбец 6:* Избыток массы $M(A, Z)$ — A в $Mэв$. Все значения относятся к атомным массам, т. е. включают вес Z электронов.
- Столбец 7:* Ошибка — оцененное стандартное отклонение дефекта массы в $Mэв$.

Столбец 8: W_n — энергия связи последнего нейтрона в *Мэв*. Эти значения вычислены там, где это возможно, от H до Zn; в некоторых случаях приведены измеренные значения. Звездочка при некоторых величинах W_n означает, что неизвестно, к какому из изотопов относится данная величина.

Основные ссылки

Данные по активностям: Голлендер, Перлман, Сиборг [39] и серия выпусков реферативного американского журнала Nuclear Science Abstracts.

Значения спинов: Клинкаенберг [46].

Данные о распространенности изотопов: обзор Бейнбриджа в монографии [68] т. I, ч. V.

Значения масс: до P^{15} значения масс основаны на измерениях энергии распада ядер; от S до Xe — на точных масс-спектрографических работах; от Ce до Th — на масс-спектрографических исследованиях гораздо меньшей точности; они имеют ошибку порядка 1,5 *Мэв*. От Pb до конца таблицы относительные значения получены из измерений радиоактивного распада; они имеют ошибку около $\pm 0,2$ *Мэв* между соседними атомами, принадлежащими к данному радиоактивному ряду, и больше между членами различных рядов. Абсолютные значения для элементов после Pb основаны на значении дефекта массы Pb^{208} (Гоудсмит [33]) и имеют точность в лучшем случае $\pm 1,5$ *Мэв*.

Некоторые измеренные значения масс, возможно, имеют ошибку от неизвестных систематических причин. Приведенные ошибки являются среднеквадратичными отклонениями и не могут указывать на наличие таких дополнительных систематических ошибок. Можно ожидать, однако, что большая точность означает малую вероятность больших систематических ошибок и наоборот.

Детальные ссылки на источники, использованные при составлении таблиц масс, а также более поздние компиляции всех данных (кроме таблиц масс) можно найти в ряде статей журнала Rev. Mod. Phys., 26, № 4 (1954).

Полную таблицу масс, форма которой сходна с данной, опубликовали Вапстра и Хайзенга [78]. Их значения масс в основном согласуются с нашими, хотя при $A > 40$ имеется ряд важных расхождений.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, <i>Mae</i>	Ошибка	<i>W_n, Mae</i>
0	Нейтрон, <i>n</i>	1	β^-	$1/2$	8,369	0,003	
1	Водород, H	1	99,985	$1/2$	7,584	0,003	
		2	0,015	1	13,720	0,006	2,23
		3	β^-	$1/2$	15,83	0,01	6,26
2	Гелий, He	3	$10^{-5}-10^{-4}$	$1/2$	15,81	0,01	
		4	~ 100	0	3,61	0,01	20,5
		5	<i>n</i>		12,88	0,08	
		6	β^-		19,40	0,04	2,0
3	Литий, Li	4	<i>p</i>				
		5	<i>p</i>		13,17	0,15	
		6	7,5	1	15,85	0,02	5,5
		7	92,5 I	$3/2$	16,97	0,02	7,2
		8	β^-		23,30	0,03	2,0
		9	β^-		28,1	1	3,6
4	Бериллий, Be	7	<i>K</i>		17,83	0,02	
		8	<i>a</i>		7,31	0,03	18,9
		9	100	$3/2$	14,01	0,03	1,7
		10	β^-		15,56	0,03	7,8
5	Бор, B	8	β^+		25,1	0,3	
		9	<i>p</i>		15,08	0,03	18,4
		10	18,7	3	15,00	0,03	8,4
		11	81,3	$3/2$	11,91	0,02	11,5
		12	β^-		16,91	0,02	3,4
6	Углерод, C	10	β^+		18,9	0,1	
		11	β^+		13,89	0,02	13,4

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, $M_{\text{эв}}$	Ошибка	$W_{\text{п}}, M_{\text{эв}}$
7	Азот, N	12	98,89	0	3,56	0,02	18,7
		13	1,11	$1/2$	6,96	0,02	6,0
		14	β^-	0	7,15	0,01	8,1
		15	β^-		13,3	0,5	2,2
		12	β^+		21,2	0,1	
		13	β^+		9,18	0,01	20,4
		14	99,635	1	7,00	0,01	10,6
8	Кислород, O	15	0,365	$1/2$	4,53	0,01	10,8
		16	β^-		10,3	0,5	2,6
		17	β^-		13,0	0,2	5,7
		14	β^+		12,1	0,1	
		15	β^+		7,23	0,01	13,2
		16	99,759	0	0	Стандартное отклонение	15,60
		17	0,037	$5/2$	4,221	0,006	4,15
9	Фтор, F	18	0,204	0	4,52	0,02	8,1
		19	β^-		8,9	0,3	4,3
		17	β^+		6,988	0,005	
		18	β^+		6,19	0,02	9,2
		19	100	$1/2$	4,15	0,01	10,41
10	Неон, Ne	20	β^-		5,91	0,02	6,61
		18	β^+		10,4	0,3	
		19	β^+		7,40	0,01	
		20	90,9		-1,14	0,02	16,9
		21	0,257	$\geq 3/2$	0,47	0,02	6,8

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	$W_{\text{п}}, \text{Мэв}$	
11	Натрий, Na	22	8,8			-1,53	0,02	10,4
		23	β^-			1,65	0,02	5,2
		20	β^+			14,2	0,3	
		21	β^+			3,99	0,04	
		22	β^+		3	1,31	0,02	5,7
		23	100		$3/2$	-2,74	0,02	12,4
12	Магний, Mg	24	β^-	4	-1,33	0,02	7,0	
		25	β^-		-2,1	0,3		
		23	β^+			1,35	0,02	
		24	78,6			-6,86	0,02	16,5
		25	10,1		$5/2$	-5,82	0,02	7,3
		26	11,3			-8,56	0,03	11,1
13	Алюминий, Al	27	β^-	$(1/2)$	-6,63	0,03	6,4	
		28	β^-		-6,78	0,05		
		24	β^+			7,2	0,5	
		25	β^+			-1,57	0,09	
		26	β^+			-4,54	0,03	
		27	100		$5/2$	-9,24	0,03	12,8
14	Кремний, Si	28	β^-		-8,60	0,03	7,7	
		29	β^-		-9,4	0,2		
		27	β^+			-4,41	0,03	
		28	92,3			-13,25	0,03	
		29	4,7		$1/2$	-13,36	0,03	8,4
		30	3,0			-15,61	0,03	10,6
		31	β^-		-13,84	0,04	6,6	
		32	β^-		-14,8	0,09		

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W , Мэв	
15	Фосфор, P	28	β^+					
		29	β^+		-8,39	0,03		
		30	β^+		-11,28	0,06		
		31	100		$1/2$	-15,32	0,04	12,1
		32		β^-		-14,88	0,04	7,9
		33		β^-		-16,61	0,04	10,1
		34		β^-		-14,8	0,3	
16	Сера, S	31	β^+		-9,9	0,1		
		32	95,1		0	-16,537	0,009	14,7
		33	0,7		$3/2$	-16,64	0,05	8,5
		34	4,2			-19,78	0,05	11,5
		35		β^-	$3/2$	-18,42	0,05	7,0
		36	0,016			-19,05	0,06	
		37		β^-				
17	Хлор, Cl	32	β^+					
		33	β^+					
		34	β^+I					
		35	75,4		$3/2$	-18,59	0,05	
		36		β^-	2	-18,76	0,06	8,57
		37	24,6		$3/2$	-20,80	0,05	10,4
		38		β^-		-18,54	0,06	6,1
		39		β^-				
18	Аргон, Ar	35	β^+					
		36	0,337			-19,55	0,03	
		37	K			-19,98	0,05	8,8
		38	0,063			-23,36	0,04	11,8
		39		β^-				
		40	99,600			-23,33	0,14	

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	W n, Мэв	
19	Калий, К	41	β^-			-20,85	0,04	6,1
		42	β^-					
		38	β^+			-17,5	0,2	
		39	93,1		$3/2$	-22,29	0,03	13,2
		40	0,0119	$\beta^- K$	4	-21,84	0,07	7,7
			$1,31 \cdot 10^9$ лет					
		41	6,9	I	$3/2$	-23,37	0,04	10,1
		42		β^-	2	-22,36	0,09	7,4
20	Кальций, Са	43	β^-					
		44	β^-					
		45	K					
		39	β^+			-15,4	0,4	
		40	97,0			-23,16	0,1	15,8
		41		K		-22,9	0,2	8,4
		42	0,64			-25,92	0,04	11,4
		43	0,14		$7/2$	-25,60	0,06	8,0
		44	2,1			-28,64	0,06	11,4
		45		β^-		-27,59	0,06	7,3
21	Скандий, Sc	46	0,0033					
		47		β^-				
		48	0,18			-30,00	0,09	
		49		β^-				
		40		β^+				
		41		β^+		-17,0	0,2	
		43		β^+				
		44		I $\beta^+ K$				
45	100		$7/2$	-27,84	0,05			
46		I β^-						
47		β^-						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв			
22	Титан, Ti	48	β^-	$7/2$	-31,39	0,06				
		49	β^-							
		44	K							
		45	$\beta^+ K$							
		46	7,87					-30,76	0,05	13,3
		47	7,25					-31,03	0,09	8,6
		48	73,9					-34,34	0,06	11,7
		49	5,56					-33,91	0,05	7,9
23	Ванадий, V	50	5,43	6	-36,53	0,04	11,0			
		51	β^-							
		46	β^+							
		47	β^+							
		48	$\beta^+ K$					-30,29	0,06	
		49	K							
		50	0,24					-34,0	0,2	
		51	99,76					-36,76,	0,05	11,1
24	Хром, Cr	52	$I \beta^-$	$7/2$	-35,70	0,06	7,3			
		53	β^-							
		48	K							
		49	β^+					-30,3	0,2	
		50	4,3					-35,29	0,06	13,4
		51	K					-36,01	0,05	9,1
		52	83,8					-39,97	0,08	12,3
		53	9,5 I					-39,37	0,07	7,8
25	Марганец, Mn	54	2,4	$3/2$	-40,7	0,2	9,7			
		55	β^-							
		50	β^+							
		51	β^+							

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	W_n , Мэв	
26	Железо, Fe	52	$I \beta^+ K$	$5/2$	-34,83	0,08	12,3	
		53			-38,77	0,07		
		54	$I K$		-39,3	0,2		8,9
		55	100			-41,2	0,2	10,2
		56	β^-			-39,82	0,06	7,1
		57	β^-					
		52	β^+					
		53	β^+			-34,6	0,2	
		54	5,8			-40,00	0,05	13,8
		55	K			-40,93	0,06	9,3
		56	91,7			-44,02	0,09	11,5
		57	2,2 I			-43,22	0,08	7,6
		58	0,3			-44,7	0,4	9,8
		59	β^-			-43,8	0,3	7,5
27	Кобальт, Co	54	β^+	$7/2$				
		55	$\beta^+ K$		-37,47	0,06		
		56	β^+		-39,42	0,09		
		57	β^+					
		58	$I \beta^+ K$					
		59	100			-45,4	0,3	10,2
		60	$I \beta^-$			-44,7	0,3	7,7
		61	β^-			-46,1	0,2	9,8
		62	$I \beta^-$					
		28	Никель, Ni		56	β^+	$7/2$	
57	$\beta^+ K$			-38,1	0,2			
58	68,0			-43,34	0,09	11,7		
59	K			-43,97	0,08	9,0		
60	26,3			-47,5	0,3	11,9		
61	1,13			-47,4	0,2	8,7		

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв	
29	Медь, Cu	62	3,66			-49,53	0,08	10,5
		63	β^-			-47,18	0,06	6,0
		64	1,01			-48,84	0,07	10,0
		65	β^-			-45,99	0,06	5,5
		66	β^-					
		58	(β^+) (K)					
		59	β^+					
		60	β^+					
		61	β^+ K					
		62	β^+					
		63	69,1	$3/2$	-47,25	0,06	10,8	
		64	$\beta^- \beta^+$ K				7,9	
		65	30,9	$3/2$	-48,09	0,06	9,8	
		66	β^-					
30	Цинк, Zn	67	β^-					
		68	β^-					
		62	β^+ K					
		63	β^+ K			-43,87	0,06	
		64	48,89		-46,98	0,02	4,5	
		65	β^+ K		-46,71	0,06	8,1	
		66	27,82		-49,15	0,06	10,8	
		67	4,1 I	$5/2$	-48,2	0,4	7,4	
		68	18,5		-47,6	0,6	7,8	
		69	I β^-					
		70	0,62		-50,2	1,6	9,2	
		71	β^-					
		72	β^-					
		31	Галлий, Ga	64	β^+			
65	β^+							

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	$W_{\text{п}}, \text{Мэв}$	
32	Германий, Ge	66	$\beta^+ K$		-42,94	0,05		
		67	K		-47,24	0,05		
		68	$\beta^+(K)$		-46,58	0,06		
		69	60,2	$3/2$	-48,62	0,05	10,1*	
		70	β^-		-47,92	0,05		
		71	39,8	$3/2$	-48,86	0,08	9,0*	
		72	β^-		-47,56	0,05		
		73	β^-		-48,2	0,2		
		66	(β^+)					
		67	β^+					
		68	K					
		69	$\beta^+ K$			-45,27	0,04	
		70	20,52			-49,94	0,06	
		71	K			-48,60	0,08	
72	27,43 I			-51,57	0,06			
73	7,76	$9/2$		-49,64	0,04			
74	36,54			-51,53	0,05			
75	$I \beta^-$			-49,43	0,06			
76	7,76			-50,67	0,05			
77	$I \beta^-$			-48,43	0,05			
78	β^-							
33	Мышьяк, As	70	β^+					
		71	$\beta^+ K$					
		72	$\beta^+ K$			-47,21	0,05	
		73	K			-49,25	0,05	
		74	$\beta^- \beta^+ K$			-48,84	0,09	
		75	100	$3/2$		-50,56	0,05	10,1
		76	$\beta^-(\beta^+)$			-49,46	0,05	

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв	
34	Селен, Se	77	β^-		-50,90	0,05		
		78	β^-					
		79	β^-					
		70	β^+					
		72	K					
		73	β^+ K			-46,57	0,05	
		74	0,87			-50,10	0,07	
		75	K			-49,67	0,04	
		76	9,0			-52,55	0,05	
		77	7,6 I		$1/2$	-(51,60)	0,05	
		78	23,52			-(53,70)	0,05	
		79	I β^-		$7/2$	-52,31	0,05	
		80	49,8			-53,96	0,05	
		81	I β^-			-52,33	0,05	
35	Бром, Br	82	9,2		-53,22	0,05	9,8	
		83	I β^-					
		84	β^-					
		75	β^+ K			-46,95	0,07	
		76	β^+			-47,96	0,07	
		77	β^+ K			-50,24	0,07	
		78	β^+			-50,19	0,14	
		79	50,5		$3/2$	-52,47	0,05	10,6
		80	I β^- β^+ K			-52,07	0,06	
		81	49,5		$3/2$	-53,70	0,05	10,0
		82	β^-					
		83	β^-			-54,39	0,06	
		84	β^-			-52,70	0,06	
		85	β^-					
87	β^- n							

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв
36	Криптон, Kr	88	β^-	$9/2$			
		89	$\beta^- n$				
		77	$\beta^+ K$				
		78	0,35				
		79	$I \beta^+ K$				
		80	2,27				
		81	$I K$				
		82	11,6				
		83	11,5 I				
		84	56,9				
		85	$I \beta^-$				
		86	17,4				
		87	$\beta^- I_n$				
		88	β^-				
		89	$\beta^- I_n$				
		90	β^-				
		91	β^-				
92	β^-						
93	β^-						
94	β^-						
95	β^-						
96	β^-						
97	(β^-)						
37	Рубидий, Rb	81	$\beta^+ K$	$5/2$	-56,9	0,3	
		82	$I \beta^+ K$				
		83	K				
		84	$I \beta^- \beta^+ K$				
		85	72,2 I				
		86	$I \beta^-$				

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_p , Мэв				
38	Стронций, Sr	87	27,8 β^- 4—6·10 ¹⁰ лет	$3/2$	-58,8	0,2					
		88	β^-								
		89	β^-								
		90	β^-								
		91	I β^-								
		92	β^-								
		93	β^-								
		94	β^-								
		95	β^-								
		97	β^-								
		81	β^+								
		82	K								
		83	β^+								
		84	0,5						-55,77	0,13	
		85	IK								
		86	9,9						-58,81	0,10	9,5*
		87	7,0 I					$9/2$	-58,88	0,07	8,4
88	82,6			-61,38	0,1	11,2*					
89	β^-										
90	β^-										
91	β^-										
92	β^-										
93	β^-										
94	β^-										
97	β^-										
39	Иттрий, Y	82	β^+								
		83	β^+								

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_{π} , Мэв						
40	Цирконий, Zr	84	$\beta^+ K$	$1/2$	-61,26	0,10							
		85	β^+										
		86	β^+										
		87	$I (\beta^+) K$										
		88	$I \beta^+ K$										
		89	100 I										
		90	β^-										
		91	$I \beta^-$										
		92	β^-										
		93	β^-										
		94	β^-										
		95	(β^-)										
		97	β^-										
		41	Ниобий, Nb(Cb)					86	K	$5/2$	-60,15	0,23	12,0
								87	$\beta^+ K$				
								88	(K)				
								89	$I \beta^+$				
90	51,5												
91	11,2												
92	17,1												
93	β^-												
94	17,4												
95	β^-												
96	2,8												
97	β^-												
90	β^+												
91	$I K$												
92	β^-												

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	W н. Мэв
42	Молибден, Mo	93	100 I	$9/2$	-60,15	0,08	8,7 7,3
		94	I β^-				
		95	I β^-				
		96	β^-				
		97	I β^-				
		99	β^-				
		90	β^+	$5/2$	-61,2	0,7	13,3 8,3
		91	I β^+				
		92	15,9				
		93	IK				
94	9,1						
95	15,7						
96	16,5						
97	9,4						
98	23,8						
99	β^-	$5/2$	-59,6				
100	9,6						
101	β^-						
102	β^-						
105	β^-						
98	23,8			-59,5	0,4	7,1	
99	β^-						
100	9,6						
101	β^-						
102	β^-						
105	β^-						
43	Технеций, Tc	92	$\beta^+ K$	$5/2$	-57,2	0,4	
		93	$\beta^+ K$				
		94	I $\beta^+ K$				
		95	I $\beta^+ K$				
		96	IK				
		97	I(K)				
		98	(K)				

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв		
44	Рутений, Ru	99	$I \beta^-$	$9/2$					
		100	β^-						
		101	β^-						
		102	β^-						
		105	β^-						
		95	$\beta^+ K$	$5/2$					
		96	5,9						
		97	K						
		98	1,91						
		99	12,70						
100	12,69								
101	17,01								
102	31,52								
103	β^-								
104	18,67								
105	β^-	$5/2$							
106	β^-								
107	β^-								
45	Родий, Rh		99	β^+	$1/2$				
			100	$\beta^+ K$					
			101	K					
			102	$\beta^- \beta^+ (K)$					
			103	100 I					
			104	$I \beta^-$					
			105	$I \beta^-$					-56,8
		106	β^-	-55,3					0,3
		107	β^-						
		109	β^-						

9,4
6,8

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	W_n , Мэв			
46	Палладий, Pd	100	K	$5/2$						
		101	$\beta^+ K$							
		102	0,96					-58,2	0,1	
		103	K							
		104	10,97					-59,0	0,1	
		105	22,23 I					-57,4	0,2	
		106	27,33					-58,8	0,2	
		107	β^-							
		108	26,71					-57,7	0,1	
		109	$I \beta^-$							
		110	11,81					-56,2	0,1	
		111	$I \beta^-$							
		112	β^-							
113	β^-									
47	Серебро, Ag	103	β^+	$1/2$						
		104	β^+							
		105	K							
		106	$I \beta^+ K$					-55,9	0,2	
		107	51,4 I					-57,1	0,2	
		108	β^-					-55,7	0,1	7,0
		109	48,6 I					-56,4	0,5	
		110	$I \beta^-$					-54,4	0,2	9
		111	$I \beta^-$					-55,02	0,14	
		112	β^-							
		113	β^-							
		114	β^-							
		115	β^-							

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	W , Мэв	
48	Кадмий, Cd	104	β^+					
		105	$\beta^+ K$					
		106	1,22			-56,1	0,1	
		107	$\beta^+ K$			-55,37	0,14	
		108	0,88			-57,2	0,1	
		109	K			-56,26	0,14	
		110	12,4			-57,2	0,1	
		111	12,8 I		$1/2$	-56,1	0,1	
		112	24,1			-57,0	0,2	
		113	12,3 I β^-		$1/2$	-55,3	0,1	6,6
		114	28,9			-55,9	0,1	
		115	I β^-			-54,10	0,11	
		116	7,6					
		117	I β^-					
118	β^-							
49	Индий, In	107	K					
		108	K					
		109	$\beta^+ K$					
		110	I β^+			-53,26	0,13	
		111	K			-55,2	0,2	
		112	I $\beta^- \beta^+ K$			-54,2	0,2	
		113	4,2 I (K)		$9/2$	-55,5	0,1	
		114	I $\beta^- \beta^+ K$			-54,22	0,09	
		115	95,8 I β^- $\sim 6 \cdot 10^{14}$ лет		$9/2$	-55,5	0,1	9
		116	I β^-			-53,60	0,14	6,6
		117	I β^-			-53,64	0,14	
118	β^-							
119	β^-			-51,60	0,2			

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_p , Мэв
50	Олово, Sn	108	K				
		111	β^+K		-55,2	0,5	
		112	1,0				
		113	$I\beta^+K$		-55,02	0,13	
		114	0,6		-56,4	0,6	
		115	0,3	$1/2$	-55,8	0,2	
		116	14,2		-56,5	0,1	
		117	7,6 I	$1/2$	-55,4	0,1	
		118	24,0		-56,1	0,2	9,1
		119	8,6 I	$1/2$	-54,8	0,1	6,6
		120	33,0		-55,3	0,1	
		121	$I\beta^-$		-53,12	0,14	6,2
		122	4,7		-53,5	0,2	
		123	$I\beta^-$		-51,2	0,2	
		124	6,0		-51,3	0,1	8,5
		125	$I\beta^-$				
		126	β^-				
127	β^-						
51	Сурьма, Sb	116	β^+				
		117	K				
		118	$I\beta^+$				
		119	K				
		120	(I) β^+K		-52,6	0,3	
		121	57,2	$5/2$	-53,4	0,2	9,2
		122	$I\beta^-$		-52,1	0,1	6,6
		123	42,8	$7/2$	-53,1	0,3	
		124	$I\beta^-$		-50,3	0,2	
		125	β^-		-50,8	0,3	
126	β^-						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_{η} , Мэв	
52	Теллур, Те	127	β^-					
		129	β^-					
		131	β^-					
		132	β^-					
		133	β^-					
		118	K					
		119	K					
		120	0,09			-53,2	0,2	
		121	IK					
		122	2,5			-54,1	0,1	
		123	0,9 I		$1/2$	-52,4	0,4	
		124	4,6			-53,3	0,1	
		125	7,0 I		$1/2$	-51,6	0,3	
		126	18,7			-52,0	0,1	
		127	$I\beta^-$			-50,2	0,2	
		128	31,8			-49,8	0,1	
		129	$I\beta^-$					
		130	34,5			-48,0	0,1	
		131	$I\beta^-$			-46,5	0,4	
132	β^-							
133	$I\beta^-$							
134	β^-							
135	β^-							
53	Иод, J	121	β^+					
		122	β^+					
		123	(I) K					
		124	β^+K			-49,6	0,3	
		125	K			-51,5	0,3	
		126	$\beta^- \beta^+ K$			-50,16	0,13	
		127	100		$5/2$	-50,4	0,1	

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв
54	Ксенон, Xe	128	$\beta^- K$	$7/2$	-49,70	0,10	
		129	β^-		-50,01	0,13	
		130	β^-		-48,22	0,10	
		131	β^-		-48,6	0,4	
		132	β^-				
		133	β^-				
		134	β^-				
		135	β^-				
		136	β^-				
		137	$\beta^- n$				
		138	β^-				
		139	β^-				
		121	β^+				
		122	β^+				
		123	β^+				
		124	0,096		-50,5	0,1	
		125	K				
		126	0,090		-51,4	0,1	
		127	IK				
		128	1,92		-51,7	0,1	
		129	26,4 I		$1/2$ -50,3	0,2	
		130	4,08		-51,2	0,1	
		131	21,2 I		$3/2$ -49,6	0,4	
		132	26,9		-50,1	0,1	
		133	$I \beta^-$				
		134	10,4		-48,4	0,1	
		135	$I \beta^-$				
136	8,87		-46,1	0,1			
137	$\beta^- I_n$						
138	β^-						
139	β^-						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W, Мэв
55	Цезий, Cs	140	β^-				
		141	β^-				
		143	β^-				
		144	β^-				
		145	β^-				
		123	β^+				
		125	β^-				
		127	β^+				
		128	$\beta^+ K$				
		129	K				
		130	?				
		131	K		$5/2$		
		132	K				
		133	100 I		$7/2$		
		134	I β^-		4		
		135	I β^-		$7/2$		
		136	β^-				
		137	β^-		$7/2$		
		138	β^-				
139	β^-						
140	β^-						
141	β^-						
142	β^-						
143	β^-						
144	β^-						
145	β^-						
56	Барий, Ba	127	β^+				
		128	K				
		129	β^+				
		130	0,10				
							9,1

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв			
57	Лантан, La	131	K	$3/2$	-47,7	0,9	5,2			
		132	0,10							
		133	IK							
		134	2,4							
		135	6,6 I							
		136	7,8							
		137	11,3 I					$3/2$	-46,4	0,9
		138	71,7							
		139	β^-							
		140	β^-							
		141	β^-							
		142	β^-							
		143	β^-							
		144	β^-							
		145	β^-							
		131	β^+	$7/2$	99,91	8,8				
		132	β^+							
		133	β^+K							
		134	β^+K							
		135	K^+							
		136	β^+K							
		137	(K)							
		138	0,09 IK β^- ($2 \cdot 10^{11}$ лет)							
		139	99,91							
		140	β^-							
		141	β^-							
142	β^-									
143	β^-									
144	β^-									
145	β^-									

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	W_n , Мэв	
58	Церий, Ce	133	$\beta^+ K$					
		134	K					
		135	$(\beta^+) K$					
		136	0,19					
		137	K					
		138	0,25					
		139	K					
		140	88,5			-47,6	0,8	9,1*
		141	β^-					
		142	11,1			-43,1	0,8	7,2*
		143	β^-					
		144	β^-					
		145	β^-					
146	β^-							
59	Празеодим, Pr	137	β^+					
		138	$\beta^+ K$					
		139	$\beta^+ K$					
		140	$\beta^+ (K)$					
		141	100		$5/2$	-45,2	0,7	9,6
		142	β^-					
		143	β^-					
		144	β^-					
		145	β^-					
146	β^-							
60	Неодим, Nd	139	$\beta^+ K$					
		140	K					
		141	$\beta^+ K$					
		142	27,1					

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_p , Мэв
61	Прометий, Pm	143	12,2	$7/2$	-41,0	0,7	7,4
		144	23,9 α	$7/2$			
		145	$\sim 3 \cdot 10^{15}$ лет				
		146	8,3				
		147	17,2				
		147	β^-				
		148	5,7				
		149	β^-				
		150	5,6				
		150	-29,2				
		151	0,7				
		151	β^-				
		141	β^+				
		143	K				
		145	(K)				
146	β^-						
147	β^-						
148	β^-						
149	β^-						
150	β^-						
151	β^-						
62	Самарий, Sm	144	3,2				
		145	K				
		146	α				
		147	15,1 α	$(5/2)$			
		147	$1,25 \cdot 10^{11}$ лет				
		148	11,3				
		149	13,8	$(5/2)$			
		150	7,5				
151	β^-						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W _n , Мэв
63	Европий, Eu	152	26,6				
		153	β^-				
		154	22,5				
		155	β^-				
		156	β^-				
		145	K				
		147	K				
		148	K				
		149	K				
		150	β^+				
64	Гадолиний, Gd	151	47,8		$5/2$		
		152	$I \beta^- K$				
		153	52,2 I		$5/2$		
		154	β^-				
		155	β^-				
		156	β^-				
		157	β^-				
		148	α				
		149	K, α				
		150	α				
151	K						
152	0,20						
153	K						
154	2,2						
155	14,7						
156	20,5						
157	15,7						
158	24,9						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_p , Мэв
65	Тербий, Tb	159	β^-				
		160	21,9				
		161	β^-				
		149	$K \alpha$				
		151	α				
		152	K				
		153	K				
		154	$\beta^+ K$				
		155	K				
		156	$\beta^+ K$				
		157	(K)				
		158	(β^+)				
		159	100		$3/2$		
66	Диспрозий, Dy	160	β^-				
		161	β^-				
		156	0,052				
		158	0,090				
		159	K				
		160	2,29 I				
		161	18,9		($7/2$)		
		162	25,5				
		163	25,0		($7/2$)		
		164	28,2				
67	Гольмий, Ho	165	I β^-				
		166	β^-				
		160	$\beta^+ K$				
		161	(β^+) K				
		162	$\beta^- K$				

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_{π} , Мэв
68	Эрбий, Er	163	K	$7/2$			
		164	β^-				
		165	100				
		166	β^-				
		160	K				
		161	K				
		162	0,14				
69	Тулий, Tm	163	$(\beta^+)(K)$	$7/2$			
		164	1,6				
		165	K				
		166	33,4 I				
		167	22,9				
		168	27,1				
		169	β^-				
		170	14,9				
		171	β^-				
		70	Иттербий, Yb				
166	$(\beta^-)\beta^+K$						
167	K						
168	$(\beta^-)K$						
169	100 I						
170	β^-						
171	β^-I						
166	K						
167	<0,002						
168	0,14						
169	K						
170	3,0 I						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_p , Мэв
71	Лютеций, Lu	171	14,3	$1/2$			
		172	21,8				
		173	16,1				
		174	31,8		$5/2$		
		175	β^-				
		176	12,7				
		177	β^-				
		170	K				
		171	(I) K				
		172	$I \beta^+ K$				
72	Гафний, Hf	173	K				
		174	$\beta^- K$				
		175	97,4		$7/2$		
		176	2,6 $I \beta^- K$		≥ 7		
			$2,2 \cdot 10^{10}$ лет				
		177	$I \beta^-$				
		170	β^+				
		171	K				
		172	K				
		173	K				
174	0,199						
175	K						
176	5,23 I				-7,2	3,0	
177	18,55			$1/2$ или $3/2$			
178	27,23						
179	13,73 I			$1/2$ или $3/2$	-6,0	1,2	

Продолж. табл. 1

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	W_{η} , Мэв
73	Тантал, Ta	180	35,07 I		7/2	2,7	0,6
		181	β^-				
		176	K				
		177	K				
		178	I β^+ K				
		179	K				
		180	β^- K				
		181	100 I				
		182	I β^-				
		183	β^-				
74	Вольфрам, W	184	β^-		1/2	2,9	1,2
		185	β^-				
		176	β^+ K				
		177	K				
		178	K				
		179	I K				
		180	0,14				
		181	K				
		182	26,4				
		183	14,4 I				
75	Рений, Re	184	30,6		1/2	3,1	1,0
		185	I β^-				
		186	28,4				
		187	β^-				
		188	β^-				
		182	K				
		183	(I) K				
184	IK						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв
76	Осмий, Os	185	37,1	$5/2$			7,3*
		186	$\beta^- K$				
		187	62,9 $\beta^- I$ $\sim 5 \cdot 10^{10}$ лет	$5/2$			
		188	$\beta^- I$				
		182	K				
		183	K				
		184	0,02				
		185	K				
		186	1,6 I				
		187	1,6 I				
		188	13,3				
77	Иридий, Ir	189	16,1	$1/2$			7,8*
		190	26,4 I				
		191	$\beta^- I$				
		192	41,0				
		193	β^-				
		194	β^-				
		187	$\beta^+ K$				
		188	$\beta^+ K$				
		190	$I \beta^+ (K)$				
		191	38,5	$3/2$			
		192	$I \beta^-$				
78	Платина, Pt	193	61,5 I	$3/2$			7,8*
		194	β^-				
		188	K				
		190	0,01 α ($\sim 5 \cdot 10^{11}$ лет)				

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	$W_{\text{н}}$, Мэв
79	Золото, Au	191	K	$1/2$	23,8	1,3	9,5
		192	0,8				
		193	KI				
		194	32,8				
		195	33,7 I				
		196	25,4				
		197	β^- I				
		198	7,2				
		199	β^-				
		80	Ртуть, Hg				
192	β^+ K						
193	K						
194	β^+ K						
195	IK						
196	I β^- K						
197	100 I						
198	β^-						
199	β^-						
200	β^-						
201	β^-						
202	β^-						
		193	KI	$1/2$			6,4
		195	KI				
		196	0,15				
		197	IK				
		198	10,02				
		199	16,8 I				
		200	23,1				
		201	13,2				
		202	29,80				

Продолж. табл.

Атомный номер э. элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W, Мэв	
81	Таллий, Tl	203	β^-					
		204	6,85					
		205	β^-					
		198	K					
		199	K					
		200	K					
		201	K					
		202	K					
		203	29,5		$1/2$			8,8
		204	β^- K					6,5
		205	70,5		$1/2$			7,6
		206	β^-				37,9	6,2
		207	β^-				40,0	
		(AcC ⁿ)						
82	Свинец, Pb	208	β^-			43,7		
		(ThC ⁿ)						
		209	β^-			47,6		
		210	β^-			52,4		
		(RaC ⁿ)						
		198	(β^+) (K)					
		199	K					
		200	K					
		201	I K					
		203	K					
204	1,5 I							
205	K > 10 ¹⁰ лет							
206	23,6				36,2	8,2		
(RaG)								
207	22,6 I		$1/2$		38,1	6,8		
(AcD)								

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	$W_{\text{п}}, \text{Мэв}$
83	Висмут, Bi	208 (ThD)	52,3		38,7	1,4	7,3
		209	β^-		44,1		3,9
		210 (RaD)	β^-		46,4		
		211 (AcB)	β^-		51,8		
		212 (ThB)	β^-		54,8		
		214 (RaB)	β^-		62,7		
		198	$K\alpha$				
		199	$K\alpha$				
		200	K				
		201	(I) K				
		202	K				
		203	K				
		204	K				
		205	K				
		206	K				
		207	K				
		208 (K)					
		209	100α $2 \cdot 10^{17}$ лет		$9/2$	43,4	1,4
210 (RaE)	$1\beta^- \alpha$		(0)	46,4		4,1	
211 (AcC)	$\beta^- \alpha$			50,4			
212 (ThC)	$\beta^- \alpha$						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	$T_{1/2}$, Мэв
84	Полоний, Po	213	$\beta^- \alpha$		57,3		
		214 (RaC)	$\beta^- \alpha$		61,7		
		215	β^-				
		200	α				
		201	α				
		202	$K \alpha$				
		203	K				
		204	$K \alpha$				
		205	$K \alpha$				
		206	$K \alpha$				
		207	$K \alpha$				
		208	α				
		209	$K \alpha$			45,0	
		210	α			45,2	
		(RaF)					
		211	$I \alpha$			49,3	
		(AcC')					
		212	α			51,1	
		(ThC')					
		213	α			56,1	
214	α			57,9			
(RaC')							
215	$(\beta^-) \alpha$			62,9			
(AcA)							
216	$\beta^- \alpha$			65,3			
(ThA)							
218	$\beta^- \alpha$			72,4			
(RaA)							

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W _п , Мэв
85	Астатин, At	204	K (α)				
		205	(K) (α)				
		206	K				
		207	K α				
		208	IK α				
		209	K α				
		210	K				
		211	K α				
		212	α				
		214	α				58,9
		215	α				62,2
		216	α				
		217	α				68,1
218	β ⁻ α				72,0		
219	β ⁻ α						
86	Радон, Rn	206	α				
		207	α				
		208	K α				
		209	K α				
		210	K α				
		211	K α				
		212	α				
		215	α				
		216	α				62,9
		217	α				67,7
		218	α				68,8
219	α				73,5		
	(An)						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	$W_{\text{п}} \cdot \text{Мэв}$
87	Франций, Fr	220 (Tn)	α		75,3		
		221	$\beta^- \alpha$				
		222 (Rn)	α		81,6		
		211	K				
		212	$K \alpha$				
		218	α		70,4		
		219	α		73,3		
		220	α		75,5		
		221	α		78,1		
		222	β^-				
88	Радий, Ra	223 (AcK)	$\beta^- \alpha$		84,4		
		213	α				
		219	α				
		220	α		74,2		
		221	α		78,2		
		222	α		79,0		
		223	α		83,1		
		(AcX)					
		224	α		84,7		
		(ThX)					
		225	β^-		87,9		
		226	α		90,1		
		(Ra)					
227	β^-						
228	β^-		96,9				
(MsTh ₁)							
229	(β^-)						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W, Мэв
89	Актиний, Ac	222	α	$3/2$	81,1		
		223	$K \alpha$		83,6		
		224	$K \alpha$		85,4		
		225	α		87,7		
		226	β^-				
		227	$\beta^- \alpha$		93,4		
		(Ac)					
90	Торий, Th	(MsTh ₂)	$\beta^- (\alpha)$		96,4		
		229	β^-				
		223	α		85,1		
		224	α		88,5		
		225	$K \alpha$		89,0		
		226	α		93,2		
		227	α		93,9		
		(RdAc)	α		96,4		
		228	α		98,4		
		(RdTh)	α		102,4		
		229	α		104,8		6,0
		230	α		107,4		4,9
		(Io)	β^-		109,5		
		231	β^-				
(UY)	$100 \alpha \beta^-$						
232	$1,39 \cdot 10^{10}$ лет						
(Th)	β^-						
233	β^-						
234	β^-						
(UX ₁)	β^-						
235	β^-						

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв
91	Протакти- ний, Pa	226	α			91,8	
		227	$K \alpha$			93,8	
		228	$K \alpha$			95,2	
		229	$K \alpha$			97,0	
		230	$\beta^- K \alpha$			100,6	
		231	α		$3/2$	102,2	
		(Pa)					
		232	β^-			104,0	
		233	β^-			105,8	
		234	$\beta^- I (UX_2)$			108,5	
		(UZ)(UX ₂)					
92	Уран, U	235	β^-				
		237	(β^-)				
		227	α				
		228	$K \alpha$			95,6	
		229	$K \alpha$			98,6	
		230	α			98,6	
		231	$K \alpha$				
		232	α			102,9	
		233	α		$5/2$	105,0	
		234	0,0058 α			106,9	
		(UII)	$2,48 \cdot 10^5$ лет				
		235	0,72 α		$5/2$	110,7	
		(AcU)	$7,13 \cdot 10^8$ лет				
236	α						
	$2,39 \cdot 10^7$ лет						
237	β^-			114,9			
238	99,28 α			117,3			
(UI)	$4,51 \cdot 10^9$ лет				5,8		

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_n , Мэв
93	Нептуний, Np	239	β^-	$5/2$	121,7		4,6
		240	β^-				
		231	$K \alpha$		103,8		
		232	K				
		233	$K \alpha$				
		234	K				
		235	$K \alpha$				
		236	$\beta^- K$		114,2		
		237	$I \alpha$				
		238	β^-		117,5		
239	β^-						
240	β^-						
241	β^-						
94	Плутоний, Pu	232	$K \alpha$	$5/2$	105,9		
		234	$K \alpha$				
		235	$K \alpha$		108,3		
		236	α				
		237	K		112,3		
		238	α				
		239	$I \alpha$		116,1		
		240	α		119,7		
		241	$\beta^- \alpha$		123,3		
		242	α				
243	β^-						
95	Америций, Am	237	$K \alpha$	$5/2$			
		238	K				

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	$W_{\text{п}}, \text{Мэв}$
96	Кюрий, Cm	239	$K \alpha$		120,4		
		240	K				
		241	α				
		242	$I \beta^- K \alpha$	126,5			
		243	α				
		244	β^-				
		238	αK				
		239	K	122,4			
		240	$K \alpha$				
		241	K				
242	α						
243	α						
244	α						
(245)	α						
246							
247							
97	Беркелий, Bk	243	$K \alpha$				
		244	K				
		245	$K \alpha$				
		246	K				
		249	$\beta^- (\alpha)$				
		250	β^-				
98	Калифор- ний, Cf	244	$K \alpha$				
		246	α				
		247	K				

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распространенность и стабильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошибка	W _n , Мэв
99	Эйнштейний, Es	248	α				
		249	α				
		250	α				
		251	(α)				
		252	α				
		253	β^-				
		246	K				
100	Фермий, Fm	247	K α				
		253	α				
		254	β^-				
		255					
		(254)	α				
101	Менделевий, Mv	(255)	α				
		256	αf				
		(256)	K				
102	Нобелий, No	(256)	K				
		(251)	(K) (α)				
		(253)					

ЛИТЕРАТУРА

1. A j z e n b e r g F., L a u r i t s e n T., Rev. Mod. Phys., 27, 77 (1955).
2. A l l e n J., R o d e b a c k G. W., Phys. Rev., 86, 446 (1952).
3. A u s t e r n N., Phys. Rev., 85, 283 (1952).
4. A u s t e r n N., S a c h s, Phys. Rev., 81, 710 (1951).
5. A v e r y R., S a c h s R. G., Phys. Rev., 74, 1320 (1948).
6. B a r s c h a l l H. H., T a s c h e k R. E., Phys. Rev., 75, 1819 (1949).
7. B e l l R. E., E l l i o t t L. G., Phys. Rev., 79, 282 (1950).
8. B e t h e H. A., Rev. Mod. Phys., 9, 69 (1937); см. перевод: Бете Г., Физика ядра, М., 1948, ч. II.
9. B e t h e H. A., B a c h e r R., Rev. Mod. Phys., 8, 83 (1936); см. перевод: Бете Г., Бечер Р., Физика ядра, Харьков, 1938, ч. I.
10. B e t h e H. A., L i v i n g s t o n M. S., Rev. Mod. Phys., 9, 245 (1936).
11. B e t h e H. A., L o n g m i r e C., Phys. Rev., 77, 647 (1950).
12. B l a t t, W e i s s k o p f, Theoretical Nuclear Physics, New York, 1952; см. перевод: Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.
13. B l o c h C., Phys. Rev., 93, 1094 (1954).
14. B o h m D., Quantum Mechanics, New York, 1951.
15. B o h r A., Phys. Rev., 73, 1109 (1948).
16. B r e i t e t a l., Rev. Mod. Phys., 23, 147 (1951).
17. B r e i t G., T h a x t o n H. M., E i s e n b u d L, Phys. Rev., 55, 1018 (1939).
18. B r u e c k n e r K. A., L e v i n s o n C. A., M a h m o u d H. M., Phys. Rev., 95, 217 (1954).
19. B u r g y M. T., R i n g o G. R., H u g h e s D. J., Phys. Rev., 84, 1160 (1951).
20. C a s e K. M., P a i s A., Phys. Rev., 80, 203 (1950).
21. C h a d w i c k, G o l d h a b e r, Nature, 134, 237 (1935).
22. C o l l i n g t o n D. J., D e l l i s A. N., S a n d e r s J. H., T u r b e r f i e l d K. C., Phys. Rev., 99, 1623 (1955).
23. C o w a n C. L., J r., R e i n e s F., Phys. Rev., 92, 830 (1953).
24. C o h e n E. R., D u m o n d J. W. M., L a y t o n T. W., R o l l e t t J. S., Rev. Mod. Phys., 27, 363 (1955).

Продолж. табл.

Атомный номер элемента	Название и символ элемента	Массовое число изотопа	Распростра- ненность и ста- бильность	Спин	Избыток массы, Мэв	Ошиб- ка	W_{12} , Мэв
99	Эйнштей- ний, Es	248	α				
		249	α				
		250	α				
		251	(α)				
		252	α				
		253	β^-				
		246	K				
		247	$K \alpha$				
		253	α				
		254	β^-				
100	Фермий, Fm	255					
		(254)	α				
		(255)	α				
		256	αf				
101	Менделе- вий, Mv	(256)	K				
		(256)	K				
102	Нобелий, No	(251)	(K) (α)				
		(253)					
		(253)					

ЛИТЕРАТУРА

1. A j z e n b e r g F., L a u r i t s e n T., Rev. Mod. Phys., 27, 77 (1955).
2. A l l e n J., R o d e b a c k G. W., Phys. Rev., 86, 446 (1952).
3. A u s t e r n N., Phys. Rev., 85, 283 (1952).
4. A u s t e r n N., S a c h s, Phys. Rev., 81, 710 (1951).
5. A v e r y R., S a c h s R. G., Phys. Rev., 74, 1320 (1948).
6. B a r s c h a l l H. H., T a s c h e k R. E., Phys. Rev., 75, 1819 (1949).
7. B e l l R. E., E l l i o t t L. G., Phys. Rev., 79, 282 (1950).
8. B e t h e H. A., Rev. Mod. Phys., 9, 69 (1937); см. перевод: Бете Г., Физика ядра, М., 1948, ч. II.
9. B e t h e H. A., B a c h e r R., Rev. Mod. Phys., 8, 83 (1936); см. перевод: Бете Г., Бечер Р., Физика ядра, Харьков, 1938, ч. I.
10. B e t h e H. A., L i v i n g s t o n M. S., Rev. Mod. Phys., 9, 245 (1936).
11. B e t h e H. A., L o n g m i r e C., Phys. Rev., 77, 647 (1950).
12. B l a t t, W e i s s k o p f, Theoretical Nuclear Physics, New York, 1952; см. перевод: Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.
13. B l o c h C., Phys. Rev., 93, 1094 (1954).
14. B o h m D., Quantum Mechanics, New York, 1951.
15. B o h r A., Phys. Rev., 73, 1109 (1948).
16. B r e i t e t a l., Rev. Mod. Phys., 23, 147 (1951).
17. B r e i t G., T h a x t o n H. M., E i s e n b u d L, Phys. Rev., 55, 1018 (1939).
18. B r u e c k n e r K. A., L e v i n s o n C. A., M a h m o u d H. M., Phys. Rev., 95, 217 (1954).
19. B u r g y M. T., R i n g o G. R., H u g h e s D. J., Phys. Rev., 84, 1160 (1951).
20. C a s e K. M., P a i s A., Phys. Rev., 80, 203 (1950).
21. C h a d w i c k, G o l d h a b e r, Nature, 134, 237 (1935).
22. C o l l i n g t o n D. J., D e l l i s A. N., S a n d e r s J. H., T u r b e r f i e l d K. C., Phys. Rev., 99, 1623 (1955).
23. C o w a n C. L., J r., R e i n e s F., Phys. Rev., 92, 830 (1953).
24. C o h e n E. R., D u m o n d J. W. M., L a y t o n T. W., R o l l e t t J. S., Rev. Mod. Phys., 27, 363 (1955).

25. Eisenbud, Wigner E., Proc. Natl. Acad. Sci. U. S., 27, 281 (1941).
26. Feenberg, Wigner, Rep. Progr. Phys., 8, 274 (1941).
27. Fermi E., Zs. f. Phys., 8, 161 (1934).
28. Fernbach S., Serber R., Taylor T. B., Phys. Rev., 75, 1352 (1949).
29. Feshbach H., Porter C. E., Weisskopf V. F., Phys. Rev., 96, 448 (1954).
30. Ghoshal S. N., Phys. Rev., 80, 939 (1950).
31. Goldhaber, Hill, Rev. Mod. Phys., 24, 179 (1952).
32. Green A. E. S., Engler N. A., Phys. Rev., 91, 40 (1953).
33. Goudsmit S. A., Richards P. I., Hays E. E., Phys. Rev., 85, 630 (1952).
34. Gugelot P. C., Phys. Rev., 93, 425 (1954).
35. Hammermesh, Phys. Rev., 75, 1281 (1949).
36. Hartzler A. J., Siegel R. T., Phys. Rev., 95, 185 (1954).
37. Heitler W., Quantum Theory of Radiation, 3rd ed., Oxford, 1954; см. перевод: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, ИЛ, 1956.
38. Hipple J. A., Sommer H., Thomas H. A., Phys. Rev., 82, 697 (1951); 469 (1953).
39. Hollander, Perlman I., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., 25, 469 (1953).
40. Hughes D., Harvey J., Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory, Upton, N. Y., 1955 (BNL-325).
41. Hulthén, Rev. Mod. Phys., 23, 1 (1951).
42. Jackson J. D., Blatt J. M., Rev. Mod. Phys., 22, 77 (1950).
43. Jancovici B., Talmi I., Phys. Rev., 95, 289 (1954).
44. Jastrow, Phys. Rev., 81, 185 (1951).
45. Kinsey, Bartholomew, Phys. Rev., 93, 1260 (1954).
46. Klinkenberg, Rev. Mod. Phys., 24, 63 (1952).
47. Konopinski E. J., Rev. Mod. Phys., 15, 209 (1943).
48. Konopinski, Langer, Ann. Rev. of Nucl. Sci., 2, 261 (1953).
49. Konopinski E. J., Uhlenbeck G. E., Phys. Rev., 48, 7 (1935).
50. Langer L. M., Motz J. W., Price H. C., Phys. Rev., 77, 798 (1950).
51. Lawson J. L., Cork J. M., Phys. Rev., 57, 982 (1940).
52. Lax M., Rev. Mod. Phys., 23, 287 (1951).

53. Wigner E., Proc. Natl. Acad. Sci. U. S., **22**, 662 (1936).
54. McMaster, Am. Journ. Phys., **22**, 351 (1954).
55. Mayer M. G., Moszkowski S. A., Nordheim L., Rev. Mod. Phys., **23**, 315 (1951); см. перевод в сборнике ПСФ, **3**, 85 (1953).
56. Mayer J., Mayer M., Statistical Mechanics, New York, 1940; см. перевод: Майер Дж. и Гепперт-Майер М., Статистическая механика, ИЛ, 1952.
57. Mobley R. C., Laubenstein R. A., Phys. Rev., **80**, 309 (1950).
58. Mott N. F., Massey H. S. W., Theory of Atomic Collisions, 2nd ed., Oxford, 1949; см. перевод: Мотт Н. и Мессиг Г., Теория атомных столкновений, ИЛ, 1951.
59. Nordheim L. W., Rev. Mod. Phys., **23**, 322 (1951); см. перевод в сборнике ПСФ, **3**, 103 (1953).
60. Okazaki A., Darden, Walton, Phys. Rev., **93**, 461 (1954).
61. Placzek G., Wick G. C., Phys. Rev., **94**, 1228 (1954).
62. Prodel, Kusch, Phys. Rev., **79**, 1009 (1950).
63. Purcell E. M., Ramsey N. E., Phys. Rev., **78**, 807 (1950).
64. Robson J., Phys. Rev., **83**, 349 (1951).
65. Rogers E. H., Staub H. H., Phys. Rev., **76**, 980 (1949).
66. Salpeter E. E., Phys. Rev., **82**, 60 (1951).
67. Salpeter E. E., Phys. Rev., **88**, 547 (1952).
68. Experimental Nuclear Physics, ed. by Segre E., New York, 1953; см. перевод: Экспериментальная ядерная физика под ред. Сегре Э., ИЛ, 1955.
69. Schwinger J., Phys. Rev., **58**, 1004 (1940).
70. Schwinger J., Teller E., Phys. Rev., **52**, 286 (1937).
71. Smaller B., Phys. Rev., **83**, 812 (1951).
72. Sutton R., et al., Phys. Rev., **72**, 1147 (1947).
73. Tamor S., Phys. Rev., **97**, 1077 (1955).
74. Taschek R. F., Argo H. V., Hemmendinger A., Jarvis G. A., Phys. Rev., **76**, 325 (1949).
75. Thaler R. M., Bengston J., Breit G., Phys. Rev., **94**, 683 (1954).
76. Tolhoek, De-Groot, Physica, **17**, 1 (1951).
77. Volkoff G. M., Phys. Rev., **62**, 134 (1947).
78. Wapstra A., Huizenga J. R., Physica, **21**, 376 (1955).

79. W a y K. et al., Nuclear Level Schemes, U. S. Atomic Energy Commission, Washington, 1955.
80. W e i n s t o c k, Phys. Rev., **65**, 1 (1944).
81. W i g n e r E., Proc. Natl. Acad. Sci., U. S., **27**, 281 (1941).
82. W i l k i n s o n D. H., B a r n e s C. A., C a r v e r J. H.,
S t a f f o r d G. H., Phys. Rev., **86**, 359 (1952).
83. W o l f e n s t e i n L., Phys. Rev., **96**, 1654 (1954).
84. W u C. S., F e l d m a n L., Phys. Rev., **76**, 696 (1949).
85. Y u k a w a H., Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, **17**, 48 (1935).

