

Ф. П. ДЕНИСОВ, В. Н. МЕХЕДОВ

ЯДЕРНЫЕ
РЕАКЦИИ
ПРИ ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЯХ

АТОМИЗДАТ · 1972

Ф. П. ДЕНИСОВ, В. Н. МЕХЕДОВ

ЯДЕРНЫЕ
РЕАКЦИИ
ПРИ ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЯХ



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1972

Денисов Ф. П., Мехедов В. Н. **Ядерные реакции при высоких энергиях.** М., Атомиздат, 1972 г., с. 232

В монографии рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных исследований ядерных реакций при высоких энергиях, выполненных в течение двух последних десятилетий. Подробно обсуждаются модель прямого взаимодействия в ее квантово-механическом и классическом вариантах — импульсном приближении с искаженными волнами — и модели внутриядерного каскада, а также экспериментальные данные, полученные методами фотопластинок, счетчиков и радиохимии.

Книга не требует специальной теоретической подготовки и может оказаться полезной не только физикам-экспериментаторам, но и инженерам и радиохимикам, работающим над методическими и прикладными вопросами ядерной физики высоких энергий. Таблиц 43, рисунков 73, библиография 447.

2—3—7

19—72

Денисов Феликс Петрович Мехедов Владимир Николаевич
ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Редактор Л. В. Белова

Художественный редактор А. С. Александров Переплет художника Г. Е. Левченко
Технический редактор С. А. Бирюкова Корректоры Смирнова Н. А., Тимихова Л. С.

Сдано в набор 7. IV. 1972 г. Подписано к печати 10/X 1972 г.
Т-12658 Формат 84 × 108/32 Бумага типографская № 2

Усл. печ. л. 12,18 Уч.-изд. л. 1263 Тираж 1525 экз. Цена 1 р. 47 к.
Зак. изд. 71026 Зак. тип. 1015 Атомиздат. 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Московская типография № 4 Главполиграфпрома Государственного комитета Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Б. Переяславская, 46

ПРЕДИСЛОВИЕ

В предлагаемой вниманию читателей монографии рассмотрены основные результаты теоретических и экспериментальных исследований ядерных реакций при высоких энергиях, полученные в течение двух последних десятилетий. Чтобы сохранить при сжатом объеме единство и последовательность изложения, авторы сочли возможным исключить из рассмотрения некоторые вопросы, представляющие самостоятельный интерес и уже обсуждавшиеся в отечественной и переводной зарубежной литературе. К таким вопросам относятся, например, реакции срыва и подхвата, диаграммная техника расчета прямых ядерных реакций и др. Это позволило более подробно остановиться на модели прямого взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами в ее квантовомеханическом и классическом вариантах: импульсном приближении с плоскими и искаженными волнами и модели внутриядерного каскада. Обсуждению этих вопросов посвящены первые три главы. Знакомство с этим разделом не требует от читателя специальной теоретической подготовки, и изложенный в нем материал может оказаться полезным не только для физи-

ков-экспериментаторов, но и для инженеров и радиохимиков, работающих над методическими и прикладными вопросами ядерной физики высоких энергий.

Последние три главы посвящены экспериментальным исследованиям. Экспериментальные данные, приведенные в этих главах, безусловно, представляют большой интерес как для физиков-экспериментаторов, так и для теоретиков, интересующихся проблемами ядерной физики высоких энергий.

Окончательное оформление и редактирование книги было выполнено без участия Владимира Николаевича Мехедова. Автор предисловия хотел бы считать настоящую монографию благородной памятью В. Н. Мехедову, отдавшему много сил развитию советской ядерной физики.

Ф. П. ДЕНИСОВ

ВВЕДЕНИЕ

Ядерные взаимодействия при высоких энергиях наблюдались еще более 40 лет назад в космических лучах, а в качестве самостоятельной области исследований ядерная физика высоких энергий существует около 20 лет, со времени ввода в строй первых ускорителей частиц высоких энергий. Однако наиболее интересные результаты в этой области получены лишь в последние годы.

Бурное развитие ядерной физики высоких энергий в последнем десятилетии вызвано следующими причинами. Во-первых, в этот период было построено большое число новых ускорителей частиц высоких энергий и, следовательно, была создана достаточно широкая экспериментальная база. Кроме того, были разработаны новые эффективные методы исследований, позволившие реализовать те принципиальные преимущества, которыми обладают частицы высоких энергий перед частицами малых и средних энергий [корреляционный метод изучения реакций ($p, 2p$) и метод ядер отдачи]. И, наконец, значительно возросло прикладное значение ядерной физики высоких энергий, в первую очередь в связи с проблемой обеспечения радиационной безопасности при космических полетах.

Задачей исследований ядерных взаимодействий при высоких энергиях является изучение механизма взаимодействия и получение новой информации о ядерной структуре.

При взаимодействии с ядром частица высокой энергии может испытать упругое и неупругое рассеяния, а также вызвать ядерную реакцию.

При упругом рассеянии конечное ядро остается в невозбужденном состоянии, и сведения, которые можно в этом случае получить, очевидно, ограничиваются характеристиками основных состояний атомных ядер.

Наиболее интересные результаты, полученные в этой области, связаны с исследованиями упругого рассеяния на ядрах электронов высоких энергий. Чисто электромагнитный характер взаимодействия позволяет провести с помощью хорошо разработанных методов строгий анализ экспериментальных результатов и получить сведения о распределении внутриядерного электрического заряда. Целью другой большой группы экспериментов, в которых исследуется упругое рассеяние нуклонов, является определение параметров ядерного оптического потенциала.

При неупругом рассеянии падающая частица вылетает из ядра, потеряв часть своей энергии на возбуждение ядра. Поэтому исследования неупругого рассеяния дают сведения о возбужденных состояниях ядер. Получаемая при этом информация имеет много общего с информацией, которую дают известные методы ядерной спектроскопии в области малых и средних энергий.

Наконец, в результате взаимодействия падающей частицы с ядром из ядра может быть испущена другая частица или несколько частиц. Такой процесс называется ядерной реакцией, или расщеплением ядра.

Исследования ядерных расщеплений при высоких энергиях представляют особый интерес как для теоретической, так и для прикладной физики. Значение этих исследований для проверки и развития теории атомного ядра подробно рассмотрено в дальнейшем. Здесь же отметим значение этих исследований для смежной области физики высоких энергий — физики элементарных частиц. Известно, что ядерные мишени остаются пока единственным инструментом для изучения взаимодействия короткоживущих частиц — резонансов с нуклонами. Это связано с тем, что вследствие малого времени жизни акт взаимодействия резонанса с нуклоном не может быть отнесен от места рождения резонанса на расстояние, большее характерного ядерного (около $1 \text{ ферми} = 10^{-13} \text{ см}$). Очевидно, нельзя получить достоверную информацию об этих процессах, не зная механизма взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами.

Среди разнообразных практических приложений ядерной физики высоких энергий прежде всего необходимо отметить такие, как производство радиоактивных изотопов, расчеты радиационной защиты современных ускорителей частиц высоких энергий и, в особенности, проектируемых и строящихся сильноточных ускорителей, обеспечение радиационной безопасности космонавтов при космических

полетах, обеспечение радиационной стойкости бортовой аппаратуры спутников Земли, космических кораблей и межпланетных станций.

К сожалению, бурное развитие ядерных исследований при высоких энергиях не нашло достаточно полного отражения в обзорной научной литературе. Если исследованиям упругого и неупругого рассеяний частиц высоких энергий посвящено большое число обзоров и монографий, то по ядерным реакциям существует только одна монография: Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин и В. П. Остроумов «Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий», изданная в 1962 г. Со времени издания этой монографии выполнено большое число новых работ, в которых получена важная информация о механизме ядерных реакций и структуре атомных ядер.

Настоящая монография ставит своей целью познакомить читателя с новыми экспериментальными и теоретическими исследованиями в области ядерных реакций при высоких энергиях. Поэтому здесь, насколько это возможно, не рассматриваются вопросы, нашедшие отражение в книге Н. А. Перфилова и др. и не получившие существенного развития в последние годы. В частности, совсем не рассматривается оптическая модель ядерных реакций и почти полностью — статистическая модель испарения частиц возбужденными ядрами. Опущены и вопросы диаграммной техники расчета ядерных реакций при высоких энергиях, подробно изложенные в некоторых монографиях (см., например, И. С. Шапиро «Теория прямых ядерных реакций», М., Атомиздат, 1963 г.).

В то же время более подробно рассмотрены простейшие реакции ($p, 2p$) и (p, pn), а также различные типы реакций глубоких ядерных расщеплений. Эти же замечания относятся и к описаниям экспериментальной техники, где основное внимание уделено новым методикам, получившим широкое распространение в последние годы.

В заключение необходимо сказать несколько слов об области энергий и типах падающих частиц, которые рассматриваются в настоящей книге.

За некоторыми исключениями, область энергий заключена между приблизительно 100 и 1000 Мэв. Выбор нижней границы более подробно обоснован в дальнейшем. Выбор верхней границы связан с тем, что при более высоких энергиях начинает играть существенную роль мезообразование и вторичное взаимодействие образовавшихся

мезонов с ядерным веществом. Эта область, в которой переплетаются ядерная физика и физика элементарных частиц, имеет свои особенности, и анализ ее выходит за рамки настоящей книги. Из всех известных типов бомбардирующих частиц рассматриваются только протоны, нейтроны, дейтоны и α -частицы.

Одна из задач книги — это подготовка читателя к чтению обзорной и оригинальной литературы по ядерным реакциям при высоких энергиях. Читателю, у которого возникнет желание углубить свои знания в этой области, можно порекомендовать следующие обзорные работы: по простейшим реакциям — обзоры Якоба и Мариса* и Гровера и Каретто^{2*}; по сложным ядерным реакциям и каскадному процессу — обзор В. А. Коньшина и Е. С. Матусевича^{3*}.

* Jacob G., Maris Th. A. J. Rev. Mod. Phys., 38, 1, 121 (1966).

^{2*} Grover J. R., Caretto A. A. Ann. Rev. Nucl. Sci., 14, 51 (1964).

^{3*} Konshin V. A., Matusevich E. S. Atomic Energy Rev., 6, 4, 3 (1968).

ПРЯМОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

§ 1. Ядерные реакции и формальная теория рассеяния

Ядерная реакция, вызванная частицей высокой энергии, — сложный процесс, в результате которого изменяется состав атомного ядра и появляются новые частицы. Для описания этого процесса удобно пользоваться общей теорией взаимодействия квантовых систем, известной под названием формальной теории рассеяния [1—3]. Использование термина «рассеяние» в последней формулировке является условным, поскольку в общем виде теория включает в себя рассеяние как частный случай взаимодействия, при котором составы падающих и разлетающихся частиц совпадают.

Рассмотрим процесс столкновения частицы высокой энергии с ядром. На больших расстояниях от ядра, где взаимодействием падающей частицы с ядром можно пренебречь, гамильтониан системы *частица + ядро* можно представить в виде суммы оператора кинетической энергии частицы и ядра \hat{K}_a и оператора, описывающего их внутренние состояния $\hat{H}_a(\xi)$:

$$\hat{H}_a = \hat{K}_a + \hat{H}_a(\xi). \quad (1.1)$$

Собственные значения E_a и собственные функции Φ_a оператора \hat{H}_a удовлетворяют уравнению

$$\hat{H}_a \Phi_a = E_a \Phi_a \quad (1.2)$$

или

$$(\hat{H}_a - E_a) \Phi_a = 0. \quad (1.3)$$

При взаимодействии падающей частицы с ядром оператор Гамильтона принимает вид

$$\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{V}_a, \quad (1.4)$$

где \hat{V}_a — оператор взаимодействия падающей частицы с ядром. В результате взаимодействия падающей частицы с ядром появляются вылетевшие из ядра частицы, а ядро изменяет состав, возбуждается и получает импульс отдачи.

Пока вторичные частицы взаимодействуют друг с другом и с ядром, оператор Гамильтона имеет вид

$$\hat{H}' = \hat{H}_b + \hat{V}_b, \quad (1.5)$$

где \hat{V}_b — оператор взаимодействия продуктов реакции, а \hat{H}_b — оператор их кинетической энергии K_b и внутренних состояний

$$\hat{H}_b = \hat{K}_b + \hat{H}_b(\xi). \quad (1.6)$$

Очевидно, что $\hat{H}' = \hat{H}$.

Когда взаимодействие между продуктами реакции прекращается, $\hat{V}_b = 0$ и, следовательно, \hat{H}_b — оператор Гамильтона невзаимодействующих продуктов реакции. Его собственные значения E_b и собственные функции Φ_b определяются уравнением

$$\hat{H}_b \Phi_b = E_b \Phi_b \quad (1.7)$$

или

$$(\hat{H}_b - E_b) \Phi_b = 0. \quad (1.8)$$

Волновая функция взаимодействующих (как падающих, так и разлетающихся) частиц ψ_a — решение уравнения

$$\hat{H} \psi_a = E \psi_a, \quad (1.9)$$

где в силу закона сохранения энергии $E = E_a = E_b$. Индекс a означает, что решение ψ_a соответствует начальному состоянию Φ_a . Для дальнейших расчетов уравнение (1.9) запишем в виде

$$(\hat{H}_a + \hat{V}_a) \psi_a = E_a \psi_a \quad (1.10)$$

или

$$(E_a - \hat{H}_a) \psi_a = \hat{V}_a \psi_a. \quad (1.11)$$

Решение ψ_a ищем в виде

$$\psi_a = \Phi_a + \psi'_a. \quad (1.12)$$

Подставляя (1.12) в уравнение (1.11) и учитывая, что $(\hat{H}_a - E_a) \Phi_a = 0$, получаем

$$(E_a - \hat{H}_a) \psi'_a = \hat{V}_a \psi_a. \quad (1.13)$$

Умножим равенство (1.13) на оператор $(E_a - \hat{H}_a)^{-1}$. Тогда

$$\psi'_a = (E_a - \hat{H}_a)^{-1} \hat{V}_a \psi_a. \quad (1.14)$$

Подставив (1.14) в (1.12), получим

$$\psi_a = \Phi_a (E_a - \hat{H}_a)^{-1} \hat{V}_a \psi_a. \quad (1.15)$$

Уравнение (1.15) — это интегральное уравнение относительно функции ψ_a . Для его решения обычно используют метод функции Грина, при расчете которой необходимо задать правила обхода полюсов, соответствующих энергии E_a . Для этого E_a заменяют на $E_a' = E_a \pm i\eta$, где η — положительная малая величина, которую после интегрирования надо устремить к нулю [4].

Анализ показывает, что если принять $E_a' = E_a + i\eta$, то решение на больших расстояниях от области действия сил представляется суперпозицией падающей на ядро волны и расходящихся волн. Случаю $E_a' = E_a - i\eta$ соответствуют сходящиеся волны.

Для процесса расщепления ядер, которому соответствуют расходящиеся волны, запишем

$$\psi_a = \Phi_a + (E_a - \hat{H}_a + i\eta)^{-1} \hat{V}_a \psi_a. \quad (1.16)$$

Введем оператор рассеяния \hat{T}

$$\hat{T}\Phi_a = \hat{V}_b \psi_a. \quad (1.17)$$

Подставляя из (1.17) $\psi_a = \hat{V}_b^{-1} \hat{T} \Phi_a$ в (1.16), получаем

$$\hat{V}_b^{-1} \hat{T} \Phi_a = \Phi_a + (E_a - \hat{H}_a + i\eta)^{-1} \hat{V}_a \hat{V}_b^{-1} \hat{T} \Phi_a, \quad (1.18)$$

т. е. операторное уравнение для \hat{T} имеет вид

$$\hat{T} = \hat{V}_b + \hat{V}_b (E_a - \hat{H}_a + i\eta)^{-1} \hat{V}_a \hat{V}_b^{-1} \hat{T}. \quad (1.19)$$

Эффективное сечение интересующей нас реакции можно выразить через матричный элемент:

$$T_{ba} = (\Phi_b, T\Phi_a) = (\Phi_b, \hat{V}_b \psi_a). \quad (1.20)$$

Обозначим динамические переменные частиц, участвующих в реакции, так:

$$L = Q_{ef}. \quad (1.21)$$

Здесь $Q = E^{(n)}$ — полная энергия; \mathbf{p} — импульс; \mathbf{v} — скорость; \mathbf{k} — волновой вектор; j — квантовое число момента количества движения; \mathbf{r} — радиус-вектор; E — кинетическая энергия; E_0 — энергия покоя частицы и $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ — телесный угол, которым задается направление ее движения; $e = a, b$ соответствует начальному и конечным состояниям; $f = 1, 2, 3, \dots, n$ — различным частицам, участвующим в реакции (как первичным, так и продуктам реакции).

Если при взаимодействии частицы $a1$ с ядром $a3$ образуется n частиц $b1, b2, \dots, bn$, то релятивистски инвариантное выражение для полного сечения взаимодействия пучка неполяризованных частиц с неполяризованными ядрами имеет вид [5]:

$$\sigma_{b1, b2, \dots, bn}^{a1, a3} = (2\pi)^4 v_a \sum_{a,b} \int |T_{ba}|^2 \times \\ \times B(a1, a3) \delta(\epsilon_n) \delta(\pi_n) \prod_{i=1}^n d^3 k_i. \quad (1.22)$$

В этом выражении индекс a у знака суммы означает суммирование по всем состояниям поляризации начального ядра и падающей частицы, а индекс b — суммирование по всем состояниям, приводящим к образованию $b1, b2, \dots, bn$ частиц (в том числе и по состояниям с различной поляризацией продуктов реакции). Интеграл берется по всему $3n$ -мерному объему волновых чисел продуктов реакции. Остальные величины имеют следующий смысл:

$$v_a^{-1} = (2j_{a1} + 1)(2j_{a3} + 1) \quad (1.23)$$

— число состояний поляризации в начальном состоянии; $|T_{ba}|^2$ — квадрат модуля матричного элемента оператора рассеяния \hat{T} для перехода $\Phi_a \rightarrow \Phi_b$;

$$B(a1, a3) = \{(\mathbf{v}_{a1} - \mathbf{v}_{a3})^2 - c^{-2} [\mathbf{v}_{a1} \times \mathbf{v}_{a3}]^2\}^{-1/2} \quad (1.24)$$

— кинематический множитель, связанный с плотностью потока падающих частиц. Дельта-функции $\delta(\epsilon_n)$ и $\delta(\pi_n)$ обеспечивают выполнение законов сохранения энергии и импульса

$$\epsilon_n = \sum_{i=1}^n E_{bi} - (E_{a1} + E_{a3}); \quad (1.25)$$

$$\pi_n = \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i - (\mathbf{p}_{a1} + \mathbf{p}_{a3}). \quad (1.26)$$

Выражение (1.22) определяет полное сечение ядерной реакции, в результате которой образуется n частиц. Чтобы найти дифференциальное сечение, характеризующее данную частицу bn , нужно в (1.22) исключить интегрирование по k_n . При расчете корреляционных сечений образования ij частиц опускают интегрирование по k_i и k_j .

Таким образом, чтобы рассчитать любую реакцию, достаточно найти соответствующий матричный элемент T_{ba} , т. е. решить операторное уравнение (1.19). В общем случае это уравнение — сложная задача многих тел и его точное решение сопряжено с большими трудностями. Однако если падающая частица является частицей высокой энергии, то при решении данной задачи можно с высокой точностью пользоваться различными приближенными методами, которые составляют содержание модели прямого взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами.

§ 2. Серберовская модель прямого взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами

В основе модели прямого взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами, предложенной Сербером [6] и получившей дальнейшее развитие в работах Гольдбергера [7], Чу и сотр. [8, 9] и Ватсона [10], лежит идея о попарном квазисвободном взаимодействии падающей частицы с частицами ядра.

Предположение о попарном взаимодействии означает, что частица высокой энергии, проходящая через ядро, в каждый момент времени может сильно взаимодействовать только с одной частицей ядра. Нетрудно показать, что это предположение соответствует физической реальности только в том случае, если средний пробег частицы высокой энергии в ядерном веществе значительно больше среднего расстояния между ядерными частицами. Действительно, средний пробег частицы в ядерном веществе \bar{l} характеризует интенсивность ее взаимодействия с частицами ядра. Вследствие экранировки падающая частица сильно взаимодействует только с ближайшими частицами, и область взаимодействия можно приближенно представить в виде цилиндра, ось которого совпадает с траекторией движения частицы, а площадь основания равна πr_0^2 , где r_0 — среднее расстояние между частицами в ядре.

Среднее число взаимодействий на расстоянии l $n(l)$ пропорционально числу частиц, находящихся в объеме $\pi r_0^2 l$:

$$n(l) \sim \pi r_0^2 l. \quad (1.27)$$

Вследствие экранировки одновременно сильное взаимодействие с двумя частицами может произойти лишь в объеме πr_0^3 . Среднее число взаимодействий в этом объеме пропорционально величине

$$\bar{n} = n(r_0) \sim \pi r_0^3. \quad (1.28)$$

Вероятность одновременного сильного взаимодействия с двумя частицами в данном объеме будет мала, если

$$(\bar{n}/n(\bar{l})) = (n(r_0)/n(\bar{l})) \approx (r_0/\bar{l}) \ll 1, \quad (1.29)$$

где \bar{l} — средний пробег частицы [$n(\bar{l}) = 1$].

Оценим отношение вероятности столкновения падающей частицы с двумя частицами $p_2(\bar{n})$ к вероятности столкновения с одной частицей $p_1(\bar{n})$. Для этого, пренебрегая корреляцией частиц в ядре, воспользуемся законом Пуассона

$$p_m(\bar{n}) = (\bar{n}^m/m!) \exp(-\bar{n}), \quad (1.30)$$

который дает вероятность взаимодействия с m частицами, если известно, что среднее число взаимодействий равно \bar{n} .

Из соотношений (1.29) и (1.30), учитывая, что $n(\bar{l}) = 1$, получаем:

$$p_2(\bar{n})/p_1(\bar{n}) = (\bar{n}/2) \approx (r_0/2\bar{l}). \quad (1.31)$$

Оценим, чему равно отношение (1.31), когда падающая и ядерная частицы — нуклоны. Средний пробег нуклонов в ядерном веществе при энергии $T = 100$ Мэв равен $\bar{l} \approx 4$ ферми [11]. Среднее расстояние между нуклонами в ядре $r_0 = 1,2$ ферми. Поэтому для нуклонов этой энергии $p_2(\bar{n})/p_1(\bar{n}) \approx 0,15$.

Рассмотрим теперь, какой физический смысл вкладывается в понятие о квазисвободном взаимодействии падающей частицы с частицами ядра. В серберовской модели прямого взаимодействия предположение о квазисвободном взаимодействии означает, что столкновение частиц в ядре происходит так, как если бы в момент столкновения они были свободными. Это предположение существенно упро-

щает рассмотрение ядерных реакций при высоких энергиях, поскольку позволяет при расчетах столкновений в ядре использовать известные экспериментальные и теоретические данные, полученные для свободных частиц.

Необходимо, однако, подчеркнуть, что свободными падающая частица и частица ядра считаются только в момент столкновения. До и после столкновения они взаимодействуют с другими частицами ядра, и это взаимодействие тем или иным способом учитывается при расчетах в конкретных вариантах модели. Более того, взаимодействие с ядром может существенно повлиять и на сам акт столкновения: например, если партнеры по столкновению подчиняются принципу Паули и если один из них после столкновения попадает в уже занятое состояние, то такое столкновение будет запрещено.

Таким образом, предположение о квазисвободном взаимодействии означает, что ядерная частица — партнер по столкновению — в момент столкновения не взаимодействует с другими частицами ядра. Это предположение имеет следующее физическое обоснование. Время, в течение которого падающая частица взаимодействует с одной из частиц ядра, равно

$$\tau_b \approx R_{я}/v, \quad (1.32)$$

где $R_{я}$ — размер области взаимодействия ядерной и падающей частиц, а v — их относительная скорость.

Рассмотрим для определенности столкновение нуклона высокой энергии с нуклоном ядра. Тогда, приняв приближенно $R_{я} \approx 2$ ферми, получим в нерелятивистском случае

$$\tau_b \approx 10^{-22} E^{-1/2} \text{ сек}, \quad (1.33)$$

где E — кинетическая энергия относительного движения падающего и ядерного нуклонов, Мэв. Время, в течение которого происходит передача взаимодействия в ядре от нуклона к нуклону, т. е. время обмена импульсами между нуклонами ядра, оценим из соотношения

$$\tau_{я} \sim \hbar/\Delta E, \quad (1.34)$$

в котором ΔE — ширина дырочных возбуждений, возникающих при выбивании из ядер одиночных нуклонов (см. § 7). Для $\Delta E \sim 10$ Мэв находим из (1.33) и (1.34)

$$\tau_b \sim \tau_{я} \cdot E^{-1/2}, \quad (1.35)$$

т. е. уже при энергии $E \sim 100$ Мэв $\tau_b \sim 0,1 \tau_{я}$.

Теперь становится понятным, почему нижней границей области высоких энергий выбирают энергию около 100 Мэв. При меньших энергиях время взаимодействия становится сравнимым с временем обмена импульсами между нуклонами ядра, и одно из основных предположений модели прямого взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами становится недействительным.

Рассматривая предположение о попарном взаимодействии падающей частицы с частицами ядра, мы видели, что оно может быть обосновано только в том случае, если средний пробег падающих частиц в ядерном веществе заметно больше среднего расстояния между соответствующими частицами ядра, т. е. если ядра обладают некоторой прозрачностью для частиц высоких энергий.

Требование прозрачности существенно не только для обоснования модели прямого взаимодействия, но и для ее экспериментальной проверки. Покажем это на примере падающего нуклона высокой энергии. Если бы средний пробег такого нуклона в ядерном веществе был меньше среднего расстояния между нуклонами в ядре, то при движении через ядро он бы взаимодействовал со всеми нуклонами, находящимися на пути его движения. В ядрах среднего атомного веса и тяжелых ядрах это привело бы к тому, что в подавляющем большинстве случаев нуклон растратил бы всю свою энергию, не выходя из ядра. То же самое произошло бы и с нуклонами отдачи. Следовательно, столкновение частицы с ядром привело бы к образованию возбужденного составного ядра, и процесс прямого взаимодействия удалось бы наблюдать только на самых легких ядрах.

Однако опыт показывает, что для нуклонов высоких энергий частичной прозрачностью обладают и средние, и тяжелые ядра. Это связано с тем, что средний пробег нуклонов в ядерном веществе сравним с размерами ядер.

§ 3. Угловая корреляция вылетающих протонов

Вследствие частичной прозрачности ядер для нуклонов высоких энергий с большой вероятностью должны наблюдаться процессы однократного рассеяния падающих нуклонов на нуклонах ядра. Характеристики вылетающих при этом из ядра нуклонов, в частности их угловые распределения, должны иметь много общего с соответствующими характеристиками свободных нуклонов, если, конечно, мо-

дель прямого взаимодействия правильно отражает наиболее существенные черты ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Таким образом, анализ угловых распределений вылетающих протонов — один из способов проверки модели прямого взаимодействия.

Особый интерес представляет измерение функции угловой корреляции протонов, образующихся при бомбардировке ядер протонами высоких энергий. Угловая корреляция протонов, вылетающих в результате однократного рассеяния падающего протона, является следствием кинематических соотношений. Действительно, для свободных протонов закон сохранения импульса в лабораторной системе координат имеет вид:

$$p_0 = p_1 + p_2, \quad (1.36)$$

где p_0 — импульс падающего протона, а p_1 и p_2 — импульсы разлетающихся протонов. Из соотношения (1.36) следует, что

$$p_0^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \cos \alpha_0, \quad (1.37)$$

где α_0 — угол между импульсами разлетающихся протонов. Закон сохранения энергии в рассматриваемом столкновении запишем в виде

$$E_0 = E_1 + E_2. \quad (1.38)$$

Здесь E — кинетическая энергия, а индексы 0, 1 и 2 имеют тот же смысл, что и в соотношении (1.36). В нерелятивистском случае

$$E_i = p_i^2 / 2M, \quad (1.39)$$

где $i = 0, 1, 2$, а M — масса протона. Подставляя p_i из последнего соотношения в (1.37) и учитывая (1.38), получаем, что

$$\cos \alpha_0 = 0, \quad \alpha_0 = \pi/2, \quad (1.40)$$

т. е. после столкновения две нерелятивистские частицы равной массы разлетаются во взаимно перпендикулярных направлениях.

В релятивистском случае кинетическая энергия связана с импульсом соотношением

$$p_i^2 c^2 = E_i^2 + 2E_i M c^2, \quad (1.41)$$

где c — скорость света. Подставляя p_i из уравнения (1.41) в (1.37) и учитывая (1.38), можно выразить угол

α_0 через кинетические энергии E_i . Получающееся при этом громоздкое выражение можно значительно упростить, если $E_i \ll 2Mc^2$, т. е. если рассматривать частицы с энергиями порядка 100 Мэв. В этом случае угол α_0 , очевидно, мало отличается от $\pi/2$. Представляя α_0 в виде $\alpha_0 = \pi/2 - \Delta\alpha$, где $\Delta\alpha$ — малый угол, и пренебрегая членами порядка $(E_i/2Mc^2)^2$, получаем

$$\alpha_0 \approx \pi/2 (E_0/4Mc^2) \sin 2\Phi, \quad (1.42)$$

где Φ — угол, под которым вылетает рассеивающийся нуклон (рис. 1). Сравнивая соотношения (1.40) и (1.42), видим, что учет релятивистских эффектов приводит к небольшому (при энергии $E_0 \sim 100$ Мэв) уменьшению угла разлета по сравнению $\alpha_0 = \pi/2$.

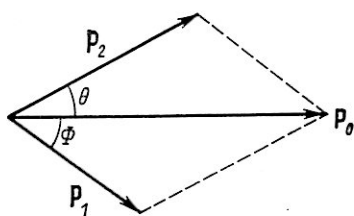


Рис. 1. Сохранение импульсов при столкновении свободных частиц.

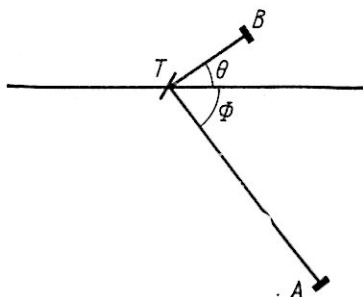


Рис. 2. Геометрия эксперимента при измерении функции угловой корреляции в опытах Чемберлена и Сегре.

Таким образом, согласно модели прямого взаимодействия следует ожидать, что при однократном рассеянии падающих протонов высокой энергии на ядерных протонах функция угловой корреляции вылетающих протонов будет иметь максимум вблизи угла разлета протонов, равного 90° .

Первые экспериментальные исследования функции угловой корреляции вылетающих протонов проводились Чемберленом и Сегре [12]. В их опытах литиевую мишень T толщиной $0,46 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ бомбардировали протонами с энергией 350 Мэв. По обе стороны от мишени в одной плоскости с пучком падающих протонов, под углами θ и Φ по отношению к нему, располагали два сцинтилляционных счетчика A и B (рис. 2). Импульсы со счетчиков поступали на схему совпадений с разрешающим временем около $4 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$. Чтобы исключить случайные совпадения, скорость счета

совпадений для всех измерений экстраполировали к нулю. Процедура экспериментальных измерений заключалась в следующем. Счетчик *A* закрепляли под определенным углом Φ и измеряли зависимость скорости счета совпадений от угла θ , под которым устанавливали второй счетчик *B*.

Зависимость скорости счета совпадений от угла $\alpha = \theta + \Phi$ показана на рис. 3 для $\Phi = 30^\circ$ (*a*) и $\Phi = 45^\circ$ (*б*). Треугольниками на рис. 3 показаны аппаратурные кривые углового разрешения, рассчитанные с учетом располо-

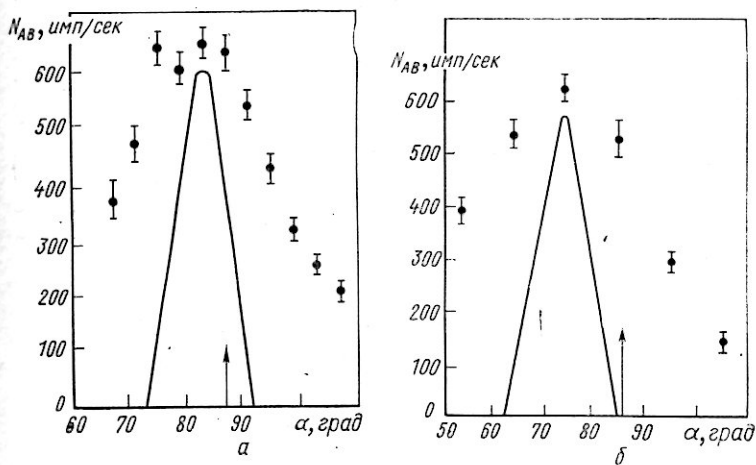


Рис. 3. Зависимость скорости счета совпадений N_{AB} от угла между импульсами вылетающих протонов $\alpha = \theta + \Phi$. Стрелками показаны углы рассеяния на неподвижном свободном протоне.

жения и размеров использовавшихся в эксперименте детекторов. Разрешение определялось в экспериментах со свободным $p-p$ -рассеянием. Специальными опытами было доказано, что форма кривых угловой корреляции не зависит от ориентации плоскости, в которой расположены счетчики (при условии сохранения компланарности с пучком).

Из рис. 3, *a*, *б* видно, что функция угловой корреляции имеет отчетливый максимум. Однако форма и положение максимума отличаются от того, что следовало бы ожидать при рассеянии на неподвижных свободных протонах: максимум значительно шире и смещен в область углов, меньших α_0 . Уширение максимума и его смещение можно качественно объяснить тем, что протоны в ядре движутся и

находятся в связанном состоянии. Чем больше средний импульс нуклонов в ядре и чем больше их энергия связи, тем шире должен быть максимум функции угловой корреляции и тем больше он должен быть смещен относительно угла α_0 .

Таким образом, опыты Чемберлена и Сегре дали качественное подтверждение модели прямого взаимодействия и показали, что, измеряя кинематические характеристики вылетающих протонов, можно получать сведения о свойствах ядер, в частности об импульсных распределениях протонов в ядрах и их энергиях связи.

Однако для количественного анализа данных, полученных при изучении процессов однократного рассеяния нуклонов высоких энергий на ядерных нуклонах, необходимо было разработать достаточно простой и в то же время достаточно корректный метод расчета. В силу относительной простоты процесса однократного рассеяния можно было надеяться, что при расчете удастся достаточно полно учесть квантовомеханические свойства взаимодействующих объектов. Такой квантовомеханический вариант модели прямого взаимодействия, разработанный Чу [8, 9], получил название **импульсного приближения**.

§ 4. Импульсное приближение, плоские волны

Точное решение задачи о ядерных расщеплениях (см. § 1) связано с нахождением матричного элемента (1.20). Одним из приближенных методов решения задачи является замена в соотношении (1.20) решения ψ_a на Φ_a . Тогда

$$T_{ba} = (\Phi_b, \hat{V}_b \Phi_a). \quad (1.43)$$

Это так называемое **борновское приближение**. Однако борновское приближение применимо лишь в том случае, когда энергию взаимодействия можно рассматривать как малое возмущение. В случае же сильного взаимодействия падающих частиц с частицами ядра это приближение неприменимо, и для описания процесса взаимодействия используется более близкий к действительности метод импульсного приближения. В этом методе взаимодействие падающей частицы с ядром рассматривают как процесс рассеяния на частицах ядра и используют следующие упрощающие предположения.

1. Считают, что операторы взаимодействия падающей частицы с ядром и продуктов реакции равны друг другу, т. е.

$$\hat{V}_a = \hat{V}_b = \hat{V} \text{ и } \hat{H}_a = \hat{H}_b = \hat{H}_0. \quad (1.44)$$

Равенства (1.44) ограничивают область применимости импульсного приближения простейшим случаем однократного столкновения падающей частицы с одной из частиц ядра. В соответствии с условиями (1.44) операторное уравнение для оператора рассеяния \hat{T} (1.19) запишем в виде

$$\hat{T} = \hat{V} + \hat{V} (E - \hat{H}_0 + i\eta)^{-1} \hat{T}. \quad (1.45)$$

Это уравнение обычно записывают в несколько иной форме:

$$\hat{T} = \hat{V} + \hat{V} (E - \hat{H} + i\eta)^{-1} \hat{V}, \quad (1.46)$$

где $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$. В тождественности последних двух соотношений нетрудно убедиться, приравняв правые части равенств. В результате получается выражение (1.45).

2. Предполагают, что оператор рассеяния частицы на ядре можно представить в виде суммы операторов рассеяния этой же частицы на свободных частицах ядра — $\hat{t}^{(\alpha)}$:

$$\hat{T} = \sum_{\alpha=1}^{n_a} \hat{t}^{(\alpha)}. \quad (1.47)$$

Здесь суммирование происходит по всем одинаковым частицам ядра, выбивание которых приводит к переходу $\Phi_a \rightarrow \Phi_b$.

Соотношение (1.47), как нетрудно видеть, — это квантовомеханическая трактовка основного предположения модели прямого взаимодействия о попарном квазисвободном взаимодействии падающей частицы с частицами ядра. Разумеется, более точным было бы такое решение задачи, в котором вместо оператора рассеяния падающей частицы на свободных частицах t использовался бы оператор рассеяния на связанных частицах τ . Очевидно, эти операторы не равны:

$$\tau = t + \Delta\tau. \quad (1.48)$$

Однако оценка показывает [13], что

$$\Delta\tau/\tau \sim \bar{K}/E, \quad (1.49)$$

где \bar{K} — средняя кинетическая энергия частиц в ядре, а E — энергия падающей частицы. Поэтому, например,

для нуклон-нуклонных взаимодействий в ядре при $E > 100 \text{ Мэв}$ и $\bar{K} = 20 \text{ Мэв}$ отношение $(\Delta\tau/\tau) \sim 0,2$.

Процесс квазисвободного выбивания частиц из ядра является неупругим, и, следовательно, волны, соответствующие падающей и рассеянным частицам некогерентны. Пренебрегая интерференцией волн, рассеянных различными частицами ядра, можно записать

$$|T_{ba}|^2 = \sum_{a=1}^{n_a} |t_{ba}^{(a)}|^2. \quad (1.50)$$

Представление оператора рассеяния частицы на ядре в виде суммы операторов рассеяния на свободных частицах

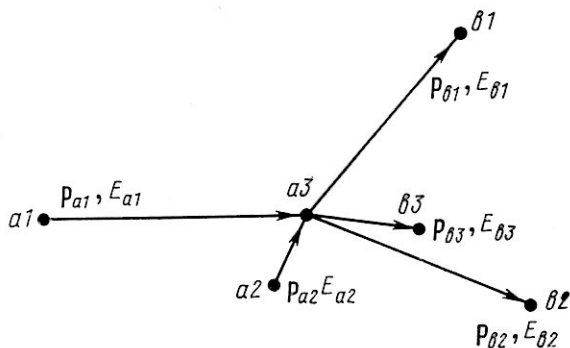


Рис. 4. Схема реакции квазисвободного выбивания частицы из ядра.

позволяет выразить сечения простейших реакций, сопровождающихся выбиванием одной частицы, через сечения столкновения свободных частиц и ядерный матричный элемент, учитывающий структуру ядра.

Рассмотрим основные этапы этого расчета. Используем введенные ранее [см. § 1, формулу (1.21)] обозначения динамических переменных частиц, участвующих в реакции. Пусть $n = 1, 2, 3$ соответствует падающей частице, выбиваемой ядерной частице и ядру. В принятых обозначениях процесс квазисвободного выбивания частицы из ядра выглядит следующим образом (рис. 4). На ядро $a3$, которое неподвижно в лабораторной системе координат, падает частица $a1$. В ядре она сталкивается с частицей $a2$. После столкновения частицы $a1$ и $a2$ вылетают из ядра. При этом их

обозначения меняются на $b1$ и $b2$. Ядро $b3$, образовавшееся в результате взаимодействия, имеет новый состав, а также приобретает некоторый импульс и энергию возбуждения.

Законы сохранения энергии и импульса для рассматриваемого процесса запишем в следующем виде:

$$E_{a1}^{(n)} + E_{a3}^{(n)} = E_{b1}^{(n)} + E_{b2}^{(n)} + E_{b3}^{(n)}, \quad (1.51)$$

$$P_{a1} + P_{a3} = P_{b1} + P_{b2} + P_{b3}. \quad (1.52)$$

Преобразуем эти соотношения. Для этого предположим, что в процессе столкновения внутренние состояния падающей и вылетающих частиц не меняются. Для падающей частицы это означает, что

$$E_{0a1} = E_{0b1}. \quad (1.53)$$

Выбиваемая частица в процессе столкновения не возбуждается, следовательно:

$$E_{b2}^{(n)} = E_{b2} + E_{0b2}. \quad (1.54)$$

Выразим в (1.51) полную энергию через кинетическую энергию и энергию покоя $E_{ef}^{(n)} = E_{ef} + E_{0ef}$. Учитывая соотношения (1.53) и (1.54), получаем

$$E_{a1} = E_{b1} + E_{b2} + E_{b3} + \epsilon_{a2}, \quad (1.55)$$

где

$$\epsilon_{a2} = E_{0b3} + E_{0b2} - E_{0a3} \quad (1.56)$$

— энергия связи частицы $a2$ в ядре $a3$. Кроме того, предположим, что в законах сохранения можно пренебречь эффектами преломления и торможения вылетающих частиц в ядерном веществе. Тогда импульс конечного ядра должен быть равен по величине и противоположен по направлению импульсу, который выбиваемый нуклон имел в ядре до столкновения:

$$P_{a2} = -P_{b3}. \quad (1.57)$$

Учитывая также, что в лабораторной системе координат $P_{a3} = 0$, закон сохранения импульса (1.52) записываем в виде

$$P_{a1} + P_{a2} = P_{b1} + P_{b2}. \quad (1.58)$$

Зададим теперь начальные и конечные состояния системы. Для упрощения расчетов предположим, что падающая и вылетающая частицы до и после столкновения друг

с другим с ядром не взаимодействуют. Это значит, что волновые функции их движения можно записать в виде плоских волн

$$\varphi_{ef} = \exp(ik_{ef} r_{ef}). \quad (1.59)$$

Метод расчета, в котором оператор рассеяния частицы на ядре записывается в виде суммы операторов рассеяния на свободных частицах, а волновые функции движения падающей и вылетающих частиц представляются плоскими волнами, получил в литературе название импульсного приближения с плоскими волнами. Итак, в импульсном приближении с плоскими волнами волновые функции начального и конечного состояний представим в виде:

$$\Phi_a = \exp(i k_{a1} r_{a1}) \varphi_{a1}^0 \Psi_{a3}, \quad (1.60)$$

$$\Phi_b = \exp(ik_{b1} r_{b1}) \varphi_{b1}^0 \exp(ik_{b2} r_{b2}) \varphi_{b2}^0 \Psi_{b3}, \quad (1.61)$$

где φ_{ef}^0 — внутренние волновые функции соответствующих частиц, а Ψ_{a3} и Ψ_{b3} — волновые функции ядра в начальном и конечном состояниях.

Легко показать (см. Приложение 1), что в импульсном приближении с плоскими волнами матричный элемент t_{ba} , описывающий взаимодействие падающей частицы с одной частицей ядра, можно выразить с помощью матричного элемента рассеяния на соответствующей свободной частице t_{ba}^0 и матричного элемента ядра $M_{ba}(k_{a2})$:

$$t_{ba} = t_{ba}^0 M_{ba}(k_{a2}). \quad (1.62)$$

Матричный элемент ядра имеет вид

$$M_{ba}(k_{a2}) = (1/(2\pi)^{3/2}) \int \exp(-ik_{a2} r_{a2}) \varphi_{a2}^{0*}(\xi_{a2}) \times \\ \times \Psi_{b3}(\xi_{b3}) \Psi_{a3}(\xi_{b3}; \xi_{a2} r_{a2},) d\xi_{b3} d\xi_{a2} d^3 r_{a2}. \quad (1.63)$$

Интегрирование здесь проводят по всем координатам, определяющим состояние частицы $a2$ (ξ_{a2}, r_{a2}) и ядра (ξ_{b3}).

Используя соотношение (1.62), а также связь между сечением взаимодействия и матричным элементом оператора рассеяния [см. соотношение (1.22)], можно выразить полное сечение квазисвободного выбивания одной частицы из ядра через сечение столкновения свободных частиц. Для этого запишем сначала выражение для полного сечения квазисвободного выбивания одной частицы $a2$ из ядра $a3$, счи-

тая, что в формуле (1.22) $n = 3$, и используя соотношения (1.50) и (1.62):

$$\sigma_{b_1, b_2, b_3}^{a_1, a_3} = (2\pi)^4 v_a \sum_{a, b} \int |t_{ba}^0|^2 |M_{ba}(k_{a_2})|^2 \times \\ \times B(a_1, a_3) \delta(\varepsilon_3) \delta(\pi_3) d^3 k_{b_1} d^3 k_{b_2} d^3 k_{b_3}. \quad (1.64)$$

Здесь в соответствии с соотношениями (1.25), (1.26), (1.55) и (1.58):

$$\varepsilon_3 = E_{b_1} + E_{b_2} + E_{b_3} + \varepsilon_{a_2} - E_{a_1}, \quad (1.65)$$

а

$$\pi_3 = p_{a_1} + p_{a_2} - p_{b_1} - p_{b_2}. \quad (1.66)$$

Для сечения столкновения свободных частиц a_1 и a_2 с помощью (1.22) получаем следующее выражение:

$$\sigma_{b_1, b_2}^{a_1, a_2} = (2\pi)^4 \int |t_{ba}^0|^2 |B(a_1, a_2) \delta(\varepsilon_2) \delta(\pi_2) d^3 k_{b_1} d^3 k_{b_2}|, \quad (1.67)$$

где

$$\varepsilon_2 = E_{b_1} + E_{b_2} - E_{a_1}, \quad (1.68)$$

а

$$\pi_2 = \pi_3. \quad (1.69)$$

Сравнивая (1.64) и (1.67), видим, что подынтегральные выражения, зависящие от k_{b_1} и k_{b_2} , отличаются только кинематическими множителями B и аргументами в δ -функции от энергии.

Пренебрегая в ε_3 суммой энергии связи выбиваемого нуклона и кинетической энергии ядра отдачи (поскольку $E_{b_3} + \varepsilon_{a_2} \ll E_{a_1}$), считаем, что

$$\varepsilon_3 \approx \varepsilon_2. \quad (1.70)$$

В этом случае выражение (1.64) с учетом (1.67) перепишем в следующем виде:

$$\sigma_{b_1, b_2, b_3}^{a_1, a_3} v_a \sum_{a', b'} \int \frac{B(a_1, a_3)}{B(a_1, a_2)} |M_{ba}(k_{a_2})|^2 \sigma_{b_1, b_2}^{a_1, a_2} d^3 k_{b_3}. \quad (1.71)$$

Для дальнейших расчетов упростим (1.71), положив

$$\sigma_{b_1, b_2, b_3}^{a_1, a_3} = \sigma_{123}; \quad B(a_1, a_i) = B_{1i} \quad (i = 2, 3); \quad k_{b_3} = k_3;$$

$$k_{a_2} = k_2 = -k_3; \quad |M_{ba}(k_{a_2})|^2 = |M_{ba}(k_2)|^2; \quad \sigma_{b_1, b_2}^{a_1, a_2} = \sigma_{12}.$$

Тогда

$$\sigma_{123} = v_{a'} \sum_{a', b'} \int (B_{13}/B_{12}) |M_{ba}(k_2)|^2 \sigma_{12} d^3 k_3. \quad (1.72)$$

Здесь σ_{123} — полное сечение квазисвободного выбивания частицей 1 частицы 2 из ядра 3; $v_{a'} \sum_{a', b'}$ — знак усреднения по состояниям поляризации в начальном состоянии и суммирования по состояниям поляризации в конечном состоянии (с учетом возможного усреднения и суммирования по состояниям поляризации в сечении столкновения свободных частиц); B_{1i} ($i = 2, 3$) — кинематические множители, причем

$$B_{1i} = \{(\mathbf{v}_{a1} - \mathbf{v}_{ai})^2 - c^{-2} [\mathbf{v}_{a1} \times \mathbf{v}_{ai}]^2\},$$

где \mathbf{v}_{a1} — скорость падающей частицы, а \mathbf{v}_{ai} — частиц, с которыми происходит столкновение; $M_{ba}(k_2)$ — матричный элемент ядра, определяемый соотношением (1.63); σ_{12} — полное сечение столкновения свободных частиц 1 и 2.

В этом выражении при усреднении по поляризациям начального состояния и суммировании по поляризациям конечного состояния необходимо учитывать, в каком виде (для поляризованных или неполяризованных частиц) используется сечение столкновения свободных частиц.

Из общего выражения (1.72) для полного сечения квазисвободного выбивания одной частицы из ядра можно получить различные дифференциальные характеристики этого процесса.

§ 5. Энергетические спектры протонов.

Импульсные распределения нуклонов в ядрах

Если падающий нуклон рассеивается на неподвижном, то его энергия под данным углом однозначно определяется законами сохранения энергии и импульса. При столкновении с комплексом движущихся нуклонов спектральная линия должна, очевидно, превратиться в энергетический спектр, форма которого зависит от импульсного распределения нуклонов.

Рассмотрим количественно, в какой мере эти рассуждения применимы к процессу квазисвободного столкновения протонов с нуклонами ядер и какие при этом могут быть по-

лучены сведения об импульсных распределениях нуклонов в ядрах.

Выражение для дифференциального сечения квазисвободного однократного столкновения с нуклоном ядра, в результате которого падающий протон 1 рассеивается в телесный угол $d\Omega_{b1}$ и попадает в интервал кинетической энергии dE_{b1} , можно получить из выражения для полного сечения (1.72). Для этого нужно в соотношении (1.72) выразить k_3 через E_{b1} , θ_{b1} и θ_{b3} , используя законы сохранения (1.55) и (1.58). Если для упрощения расчетов пренебречь энергией связи выбиваемого нуклона в ядре (т. е. положить $\epsilon_{a2} = 0$), а от эффективного сечения нуклон-нуклонных столкновений σ_{12} в лабораторной системе координат перейти к эффективному сечению σ'_{12} в системе центра масс падающего и выбиваемого из ядра нуклона, то после довольно громоздких расчетов можно прийти к следующему результату, впервые полученному в работе [14]:

$$\frac{d^2\sigma_{123}}{dE_{b1} d\Omega_{b1}} = \frac{v_{a'}}{p_{a1} \Delta p_1} \sum_{a', b'} \int_{p_{2m}}^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{E_c^2}{E_2} \times \\ \times \frac{d\sigma'_{12}}{d\Omega'_{b1}} |M_{ba}(\mathbf{p}_2)|^2 p_2 dp_2 d\varphi'. \quad (1.73)$$

Здесь φ' — азимутальный угол в сферической системе координат, направление полярной оси которой совпадает с направлением передаваемого импульса $\Delta\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_{a1} - \mathbf{p}_{b1}$ (\mathbf{p}_{a1} и \mathbf{p}_{b1} — импульсы протона до и после столкновения); $\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_{a2} = -\mathbf{p}_3 = \hbar \mathbf{k}_{a2} = -\hbar \mathbf{k}_3$ — импульс выбиваемого нуклона в ядре; $E_2^2 = p_2^2 c^2 + M^2 c^4$ (M — масса выбиваемого из ядра нуклона); E_c — полная энергия падающего и выбиваемого нуклона; p_{2m} — нижний предел интегрирования, определяемый из кинематических соображений [14].

В нерелятивистском случае выражение для сечения квазисвободного столкновения принимает вид [15]

$$\frac{d^2\sigma_{123}}{dE_{b1} d\Omega_{b1}} = \frac{8\pi M p_{b1}}{p_{a1} \Delta p_1} v_{a'} \sum_{a', b'} \int_{p_{2m}}^{\infty} \frac{d\sigma'_{12}}{d\Omega'_{b1}} \times \\ \times |M_{ba}(\mathbf{p}_2)|^2 p_2 dp_2. \quad (1.74)$$

Из (1.73) и (1.74) следует, что энергетические спектры протонов, испытавших квазисвободное столкновение с ну-

клонами ядра, зависят от матричного элемента ядра $M_{ba}(\mathbf{p}_2)$. Таким образом, зная экспериментальные спектры, можно получить сведения о волновой функции ядра.

В импульсном приближении с плоскими волнами и в упрощенной одночастичной оболочечной модели квадрат модуля ядерного матричного элемента, как нетрудно показать, пропорционален плотности импульсного распределения выбиваемого нуклона (см. Приложение 2). Если состояние выбиваемого нуклона в ядре характеризовать квантовыми числами полного, орбитального и спинового моментов количества движения \mathcal{J}_{a2} , l_{a2} и s_{a2} и их проекциями $(M_{a2}, m_{a2}, \sigma_{a2})$, то для такого нуклона (см. П. 2)

$$|M_{ba}(\mathbf{p}_2)|^2 = |c(\mathcal{J}_{b3} \mathcal{J}_{a2} M_{b3} M_{a2}; \mathcal{J}_{a3} M_{a3})|^2 \times \\ \times |c(l_{a2} s_{a2} m_{a2} \sigma_{a2}; \mathcal{J}_{a2} M_{a2})|^2 \cdot \mathcal{G}_{l_{a2} m_{a2}}(\mathbf{p}_2). \quad (1.75)$$

Здесь c — коэффициенты векторного сложения, в которых индексы при квантовых числах моментов количества движения и их проекциях имеют тот же смысл, что и в соотношении (1.21), а

$$\mathcal{G}_{l_{a2} m_{a2}}(\mathbf{p}_2) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \left| \int \exp(i/\hbar \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_2) \Phi_{l_{a2} m_{a2}}(\mathbf{r}_2) d^3 \mathbf{r}_2 \right|^2 \quad (1.76)$$

— плотность импульсного распределения нуклона с орбитальной волновой функцией $\Phi_{l_{a2} m_{a2}}(\mathbf{r}_2)$.

Экспериментально измеряемый под данным углом энергетический спектр протонов является суперпозицией спектров, соответствующих выбиванию нуклонов с различными, допустимыми для данного ядра, значениями квантовых чисел. Подставив в (1.73) и (1.74) выражение для матричного элемента ядра (1.75), просуммировав по всем состояниям поляризации в конечном состоянии и по всем A нуклонам ядра, а также усреднив по поляризациям в начальном состоянии, можно выразить усредненный энергетический спектр протонов через усредненное импульсное распределение нуклонов в ядре $\overline{\mathcal{G}}(p_2)$

$$\left(\frac{d^2 \sigma_{123}}{dE_{b1} d\Omega_{b1}} \right) = \frac{1}{(p_{a1} \Delta p_1)} \sum_{i=1}^A \int_{p_{2m}}^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{E^2 c}{E_2} \cdot \frac{d\sigma_{12}^{(i)}}{d\Omega_{b1}} \times \\ \overline{\mathcal{G}}(p_2) p_2 dp_2 d\varphi'. \quad (1.77)$$

Индекс (i) у знака сечения в этом выражении показывает зависимость сечения от типа столкновения (p, p) или (p, n).

Энергетические спектры протонов, сопровождающих процесс квазисвободного выбивания, исследовались в работах [14—16]. Рассмотрим опыты М. Г. Мещерякова [17, 18], выполненные на синхроциклотроне в ОИЯИ. В экспериментах использовался пучок неполяризованных протонов с энергией около 661 Мэв (неопределенность в энергии первичного пучка составляла около 1%) и плотностью потока $3 \cdot 10^9$ протон \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$. Мишенями служили химически

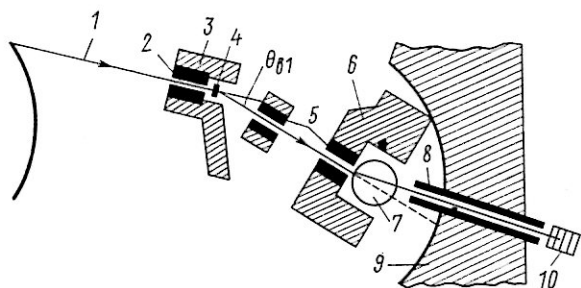


Рис. 5. Схема магнитного спектрометра для измерения энергетических спектров вторичных частиц.

чистые пластины из Ве, С, Си и U площадью $2,5 \cdot 1$ см 2 и толщиной соответственно 3,26; 1,09; 3,45 и 7,62 г \cdot см $^{-2}$. Схема экспериментального устройства показана на рис. 5. Пучок протонов 1, прошедший через коллиматор 2, попадал на окруженную защитой 3 мишень 4. Вторичные частицы, вылетевшие из мишени под углом $\theta_{в1}$, пропускались через коллиматоры 5 и отклонялись магнитом 7, который также был окружен специальной защитой 6. Напряженность поля в отклоняющем магните измерялась по методу ядерного магнитного резонанса с точностью около 0,2% и с такой же точностью поддерживалась с помощью электронного стабилизатора. Прошедшие между полюсами магнита и отклонившиеся под данным углом частицы (величина угла отклонения составляла около 19°) пропускались через коллиматор 8 и регистрировались телескопом счетчиков 10.

Телескоп помещали за мощной защитой 9. Он состоял из четырех сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему тройных и четверных совпадений. Порог телескопа был ра-

вен 60 Мэв, а эффективность во всем интервале измеряемых энергий была практически равна 100%. Угол рассеяния частиц на мишени θ_{b1} изменялся от 7 до 40°. Угловое разрешение спектрометра составляло $\pm 0,4^\circ$ при $\theta_{b1} < 24^\circ$ и $\pm 0,8^\circ$ при $\theta_{b1} > 24^\circ$. Разрешение по импульсам составляло примерно 3%.

На рис. 6 энергетические спектры протонов, полученные для Ве и С под углом рассеяния $\theta_{b1} = 30^\circ$, сравниваются с расчетами по формуле (1.77). Кривые 1—3 соответствуют гауссовой плотности импульсного распределения нуклонов в ядрах Ве и С:

$$\mathcal{G}(p_2) \sim \exp(-p_2^2/p_{20}^2) = \exp(-E_2/E_{20}), \quad (1.78)$$

где $E_2 = p_2^2/2M$, $E_{20} = p_{20}^2/2M$, причем $E_{20} = 16, 18$ и 22 Мэв для кривых 1, 2 и 3 соответственно. Кривые 4 и 5 рассчитаны для импульсного распределения, представляющего сумму двух гауссовых распределений:

$$\mathcal{G}(p_2) \sim \exp(-E_2/E_{21}) + \alpha \exp(-E_2/E_{22}), \quad (1.79)$$

где $E_{21} = 16$ Мэв, $E_{22} = 50$ Мэв, $\alpha = 0,06$ для кривой 4 на рис. 6, α ; $E_{21} = 16$ Мэв, $E_{22} = 50$ Мэв, $\alpha = 0,09$ для кривой 4 на рис. 6, б и $E_{21} = 7$ Мэв, $E_{22} = 50$ Мэв и $\alpha = 0,15$ для кривой 5 на рис. 6, б.

Поскольку в расчетах не учитывалась энергия связи выбиваемых нуклонов в ядре, теоретические кривые перед нанесением на график были сдвинуты в область меньших энергий на величину около 30 Мэв.

Сравнение расчетов с экспериментом показывает, что в области энергий рассеянных протонов, больших 400 Мэв, экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетами, в которых использовано однопараметрическое гауссово импульсное распределение с параметром $E_{20} \approx 18 \div 20$ Мэв. Несколько лучшее согласие в случае углерода наблюдается для трехпараметрического импульсного распределения с параметрами $E_{21} = 16$ Мэв, $E_{22} = 50$ Мэв и $\alpha \approx 0,09$.

Результаты рассмотренной работы находятся в хорошем согласии с результатами других работ [15, 16], в которых для гауссовой плотности импульсного распределения вида (1.79) получена величина параметра $E_{20} = 14 \div 19$ Мэв.

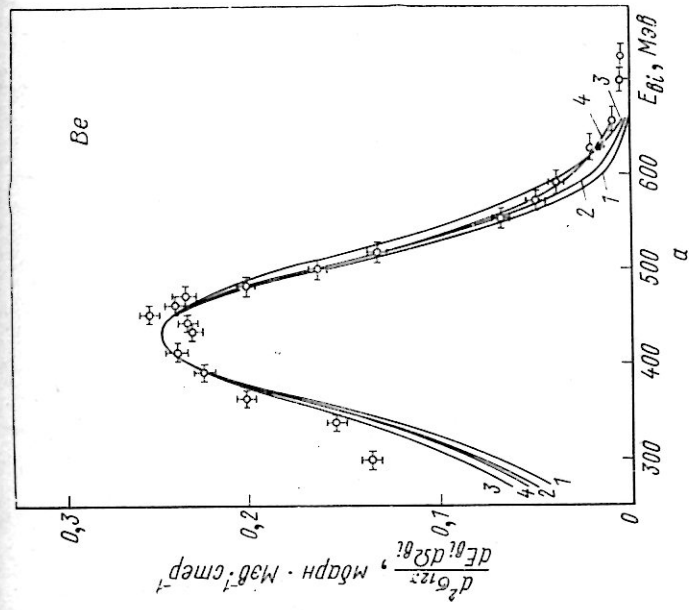
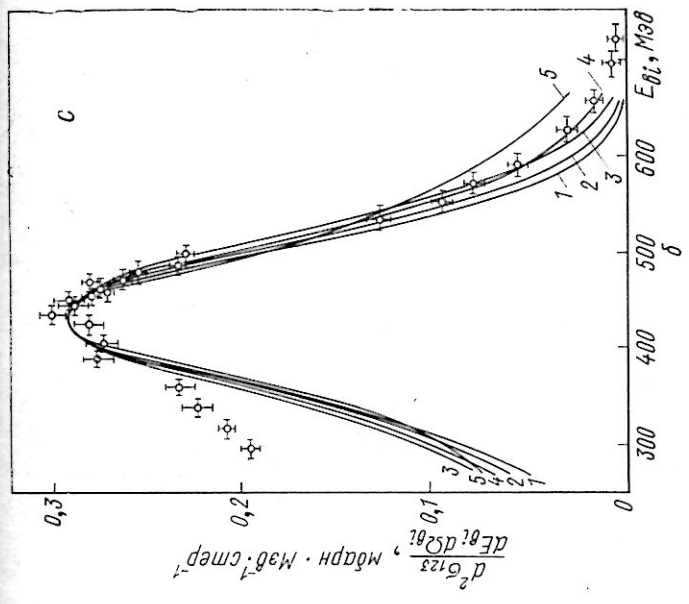


Рис. 6. Энергетические спектры протонов, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 661 Мэв с ядрами Be (a) и C (б). По оси ординат отложено дифференциальное эффективное сечение, по оси абсцисс — энергия вторичных протонов.

1 — 5 — теоретические кривые, точки — результаты эксперимента.

Исследования энергетических спектров протонов — важный этап в развитии ядерной физики высоких энергий. Однако при интерпретации полученных результатов встречаются трудности, связанные, во-первых, с тем, что в этих исследованиях недостаточно строго идентифицировался акт однократного квазисвободного рассеяния. Если в области энергий, близких к энергии падающей частицы, такая идентификация следует из энергетических соображений, то по мере уменьшения энергии рассеянного протона в энергетическом спектре начнут появляться протоны, испытавшие в ядре несколько столкновений (что хорошо видно на рис. 6). Во-вторых, в этих исследованиях не идентифицировалась энергия связи выбиваемого нуклона. Поэтому энергетический спектр — суперпозиция спектров, образующихся при рассеянии падающего протона на нуклонах ядра с различными энергиями связи. Очевидно, волновые функции этих нуклонов могут существенно отличаться друг от друга, и сведения об усредненном импульсном распределении не являются достаточно хорошей базой для дальнейшего теоретического анализа.

Наконец, сам метод импульсного приближения с плоскими волнами, является также весьма несовершенным. Прямая связь между спектрами и импульсным распределением нуклонов в ядрах в этом методе получается вследствие того, что не учитывается искажение плоских волн, соответствующих падающим частицам, — их преломление и поглощение. Учет искажения приводит к тому, что связь между спектрами и импульсным распределением становится гораздо более сложной.

Отмеченные недостатки удалось в значительной мере преодолеть в методе исследований реакций (p , $2p$) на совпадения, а также в методе измерения энергетических и угловых распределений радиоактивных ядер отдачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Müller C. Mat.-fys. medd. Kgl. Danske vid. selskab. **23**, No. 1 (1945).
2. Lippman B., Schwinger J. Phys. Rev., **79**, 469 (1950).
3. Gell-Mann M., Goldberger M. L. Phys. Rev., **91**, 398 (1953).
4. Давыдов А. С. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963.
5. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. Перев. с англ. М., «Мир», 1967.
6. Serber R. Phys. Rev., **72**, 1114 (1947).

7. Goldberger M. L. Phys. Rev., 74, 1269 (1948).
8. Chew G. F., Goldberger M. L. Phys. Rev., 77, 470 (1950).
9. Chew G. F., Wick G. C. Phys. Rev., 85 636 (1952).
10. Watson K. M. Rev. Mod. Phys., 30, 565 (1958).
11. Van der Vegt A., Jonker C. C. Physica, 23, 359 (1957).
12. Chamberlain O., Segre E. Phys. Rev., 87, 81 (1952).
13. Kerman A. K. et al. Ann. Phys., 8, 551 (1959).
14. Azghirey L. S. et al. Nucl. Phys., 13, 258 (1959).
15. Wolf P. A. Phys. Rev., 87, 434 (1952).
16. Cladis Y. B. et al. Phys. Rev., 87, 425 (1952).
17. Мещеряков М. Г. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 1185 (1957).
18. Мещеряков М. Г. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.» 34, 1357 (1958); 36, 1631 (1959).

ПРОСТЕЙШИЕ РЕАКЦИИ ($p, 2p$) (p, pn)§ 6. Измерение энергии протонов в реакциях ($p, 2p$).
Энергии связи протонов в ядрах

Реакцией ($p, 2p$) принято называть процесс однократного квазисвободного рассеяния падающего протона на одном из протонов ядра*. Очевидно, партнерами по столкновению в этом процессе могут быть протоны ядра с различной величиной энергии связи. Чтобы выделить взаимодействие падающего протона с протонами ядра, имеющими определенную энергию связи, авторы работ [1—3] предложили измерять суммарную энергию образующихся в реакции ($p, 2p$) протонов:

$$E_{b12} = E_{b1} + E_{b2}. \quad (2.1)$$

Поскольку энергия падающего на ядро протона E_{a1} известна, то, как следует из закона сохранения энергии (1.55), фиксированному значению суммарной энергии вылетевших протонов E_{b12} с точностью до кинетической энергии ядра отдачи E_{b3} соответствует определенное значение абсолютной величины энергии связи выбитого протона (рис. 7):

$$\varepsilon_{a2} = E_{a1} - E_{b12} - E_{b3}. \quad (2.2)$$

Кинетическую энергию ядра отдачи можно найти с помощью закона сохранения импульса [см. формулы (1.57) и (1.58)]

$$E_{b3} \approx p_{b3}^2 / 2M_{b3}, \quad (2.3)$$

где M_{b3} — масса ядра отдачи, а импульс $p_{b3} = |p_{a1} - p_{b1} - p_{b2}|$. Подбором специальной геометрии эксперимента кинетическую энергию ядра отдачи можно сделать очень малой. В частности, если выбрать симметричную

* Нетрудно заметить условность принятой терминологии: после вылета партнеров по столкновению ядро отдачи может оказаться в возбужденном состоянии и испустить еще несколько частиц.

геометрию, в которой углы разлета протонов равны $\theta_{b1} = \theta_{b2}$ (рис. 8), то из закона сохранения импульса (1.52) следует, что импульс ядра отдачи направлен по пучку па-

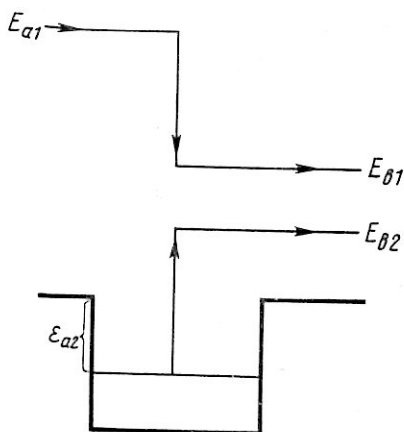


Рис. 7. Энергетическая диаграмма реакции $(p, 2p)$.

дающих протонов, а его абсолютная величина равна

$$p_{b3} = 2p_{b1} \cos \theta_{b1} - p_{a1}. \quad (2.4)$$

Очевидно, импульс p_{b3} очень мал, если $2p_{b1} \cos \theta_{b1} - p_{a1} \approx 0$, т. е. при

$$\cos \theta_{b1} \approx p_{a1} / 2p_{b1}. \quad (2.5)$$

Таким образом, можно считать, что в случае симметричной геометрии

$$\varepsilon_{a2} \approx E_{a1} - E_{b12} \quad (2.6)$$

с тем большей точностью, чем точнее выполняется соотношение (2.5).

Приведенные выше очень простые рассуждения, в которых используются только законы сохранения энергии и импульса, показывают, что измерение суммарной энергии вылетевших протонов эквивалентно измерению энергии связи выбитого протона. Чтобы выделить пары протонов, соответствующие актам однократного квазисвободного рассеяния, нужно использовать два детектора, включенных на совпадения. Очевидно, скорость счета совпадений вылетающих протонов пропорциональна числу протонов в ядре с данной энергией связи, а зависимость скорости счета совпадений от

суммарной энергии определяется функцией распределения протонов в ядре по энергиям связи. Чтобы из экспериментально измеренной кривой совпадений найти функцию распределения протонов в ядре по энергиям связи, необходимо использовать дополнительные сведения о структуре ядра и механизме взаимодействия. Однако средние значения энергий связи, вокруг которых группируется основная часть ядерных уровней, можно получить из реакций $(p, 2p)$ непосредственно по положению максимумов в кри-

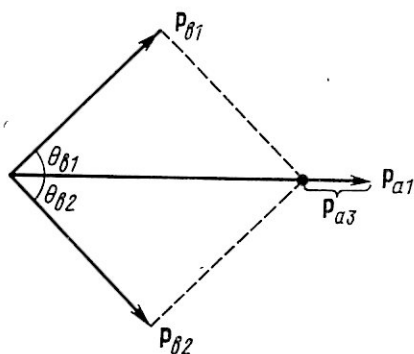


Рис. 8. Закон сохранения импульса в реакции $(p, 2p)$ (симметричный случай).

вой совпадений. Поэтому результаты по средним энергиям связи протонов, найденные при исследованиях реакций $(p, 2p)$, целесообразно рассмотреть отдельно.

Чтобы познакомиться с экспериментальной техникой, используемой при изучении реакций $(p, 2p)$, остановимся более подробно на первых опытах [1—3], которые были выполнены на синхроциклотроне в Упсала. Энергия протонов была равна 185 Мэв. Неопределенность в энергии пучка не превышала 1 Мэв. В качестве мишеней служили Li, Be, B, C, N, O, Ca. Схема экспериментального устройства показана на рис. 9.

Вторичные протоны, образовавшиеся при бомбардировке первичным пучком 1 мишени 2 и вылетевшие под углами $\theta_{b1} = \theta_{b2}$ к направлению пучка, регистрировались двумя симметрично расположенными телескопами. Каждый телескоп состоял из четырех пластических сцинтилляторов 3, 5, 6 и 7. Полный угловой размер каждого телескопа

составлял приблизительно 10° в горизонтальной плоскости и 20° в вертикальной. Энергию протонов определяли по пробегу. Для этого между сцинтилляторами 3, 5, 3' и 5' помещали поглотители 4 и 4' из алюминия. Поглотители небольшой толщины размещали также перед сцинтилляторами 3 и 3' для того, чтобы предотвратить попадание на них значительного числа протонов малых энергий.

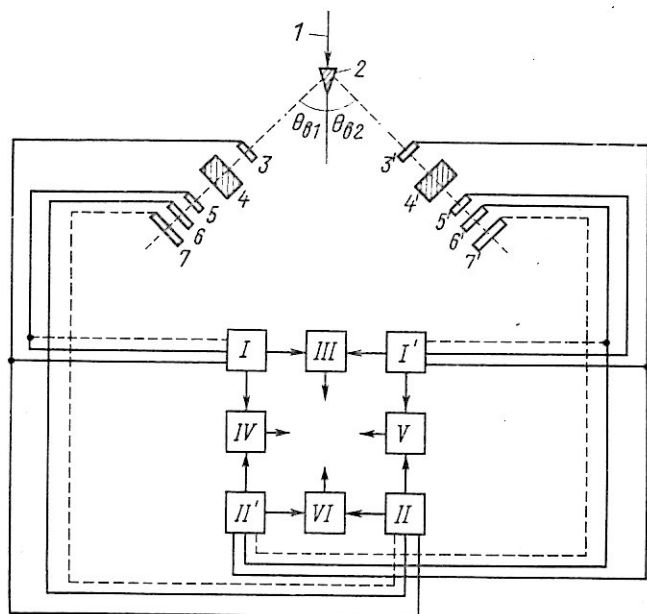


Рис. 9. Геометрия эксперимента и структурная схема электроники в опытах Тирена и др. [3].

Энергетическое разрешение телескопов определяли при больших энергиях статистическим разбросом пробегов, а при меньших — конечной толщиной мишеней и кристаллов. Довольно широкий интервал углов рассеяния, захватываемый телескопами, приводил к дополнительному разбросу энергий, связанному с неопределенностью кинетической энергии ядра отдачи. Результирующее разрешение по энергии составляло около $4,4 \text{ Мэв}$.

Сцинтилляторы телескопов были связаны схемами совпадений и антисовпадений. Сцинтилляторы 3 и 5 в блоке I

были включены на совпадения, а сцинтиллятор 6 — на антисовпадения. В блоке II на совпадения были включены сцинтилляторы 3 и 6, а сцинтиллятор 7 — на антисовпадения. Совершенно аналогично с помощью блоков I' и II' были связаны сцинтилляторы 3', 5', 6' и 7'. Блок III регистрировал совпадения от блоков I и I', блок IV — от I' и II, V — от I' и II' и VI — от II и II'.

Длительность импульсов на выходе сцинтилляционных счетчиков составляла около 8 нсек, разрешающее время схем совпадений и антисовпадений в блоках I, II, I',

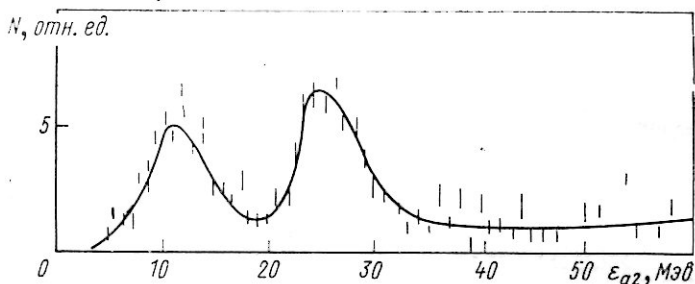


Рис. 10. Зависимость скорости счета совпадений от энергии связи выбиваемого протона для реакции ${}^7\text{Li} (p, 2p) {}^6\text{He}$. Сплошная кривая проведена через экспериментальные точки (штрихи).

II' было равно длительности импульса, а в блоках IV — VI — несколько больше. Скорость счета случайных совпадений определяли, помещая линии задержки в соответствующие цепи. Необходимость сохранить достаточно низкий уровень случайных совпадений ограничивала интенсивность пучка падающих протонов, которая устанавливалась равной примерно 10^7 протон/сек.

На рис. 10 приведена полученная в опытах Тирена и др. [1] зависимость скорости счета совпадений от энергии связи выбиваемого протона для реакции ${}^7\text{Li} (p, 2p) {}^6\text{He}$. Как видно из рисунка, кривая скорости счета совпадений имеет два отчетливых максимума, которые соответствуют двум группам протонов в ядре с энергиями связи около 12 и около 24 МэВ. Пользуясь терминологией и представлениями модели оболочек с $j-j$ -связью [4], можно первый максимум сопоставить слабо связанному протону, находящемуся на оболочке $1p_{3/2}$, а второй — сильно свя-

занным протонам, расположенным на внутренней оболочке $1s_{1/2}$.

Такого же вида кривые с несколькими максимумами найдены и для других элементов, причем с возрастанием атомного номера появляются максимумы, соответствующие оболочкам $1p_{1/2}$, $2s_{1/2}$ и т. д. Полученные при исследова-

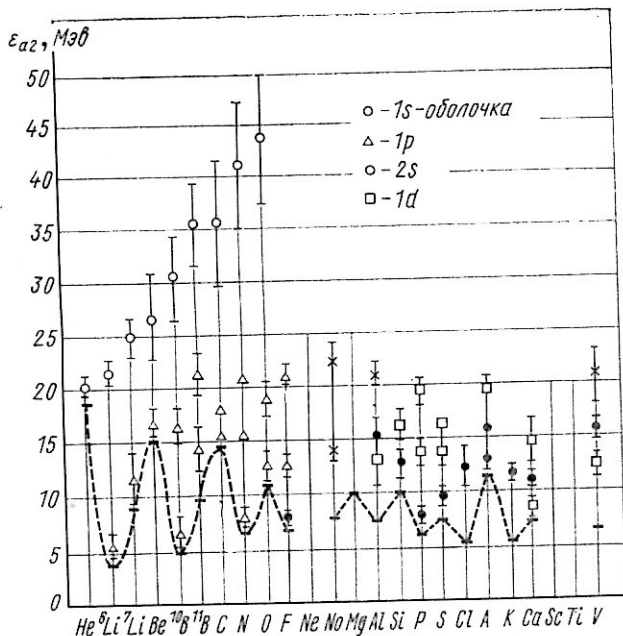


Рис. 11. Энергии связи протонов в ядрах, полученные при исследовании реакций (p , $2p$):

× — положение максимумов, принадлежность которых к оболочке не установлена. Вертикальная черта, проходящая через знак максимума, показывает его ширину с учетом разрешения. Горизонтальные штрихи и проходящая через них штриховая кривая показывают энергии связи наименее связанных нуклонов.

нии реакций (p , $2p$) экспериментальные данные по энергиям связи протонов в различных ядрах от He до V показаны на рис. 11 [5], где не только приведены положения максимумов и их ширины, но и указана их принадлежность к той или иной оболочке.

Из рис. 11 видно, что, во-первых, энергии связи нуклонов внешней оболочки, как правило, группируются вблизи энергии связи наименее связанного нуклона. Во-вторых,

энергия связи внутренней $1s$ -оболочки довольно быстро возрастает с ростом атомного номера элемента (в интервале от He до F она увеличивается более чем в два раза). Аналогично ведет себя и оболочка $1p$ по мере того, как она становится внутренней. Интересная особенность максимумов — это рост их ширины при увеличении энергии связи (ширина на рис. 11 приведена с учетом разрешения). Все эти данные представляют большой интерес для теории атомного ядра. К сожалению, большая часть из них до сих пор еще не получила надежного количественного объяснения.

§ 7. Угловая и энергетическая корреляции протонов в реакциях $[p, 2p]$. Импульсное приближение с искаженными волнами

Угловая корреляция протонов, вылетающих из ядра при квазисвободном рассеянии, исследовалась еще в 1953 г. Чемберленом и Сегре (см. § 3). В дальнейшем аналогичные исследования были проведены еще некоторыми авторами [6—8]. Эти работы подтвердили правильность представлений о квазисвободном взаимодействии протонов высоких энергий с ядрами, а также позволили получить сведения об усредненных импульсных распределениях нуклонов в ядрах, подобные тем, которые были получены при изучении энергетических спектров протонов (см. § 5).

Качественно новые результаты в корреляционных исследованиях связаны с использованием предложенного Тиреном и др. и рассмотренного в предыдущем параграфе метода измерения суммарной энергии вылетающих протонов. Этот метод позволяет выделить взаимодействие падающего протона с протонами ядра, имеющими определенную энергию связи. Поскольку функция угловой корреляции вылетающих протонов зависит от волновой функции выбиваемого протона, метод позволяет из экспериментальных данных по угловой корреляции находить сведения о волновых функциях протонов с определенной энергией связи. Такая информация представляет для теории ядра значительно большую ценность, чем сведения об усредненных импульсных распределениях, которые могут быть получены при изучении энергетических спектров.

Дифференциальное эффективное сечение угловой и энергетической корреляций можно найти из выражения для полного сечения (1.72).

Для этого нужно выразить $\mathbf{k}_3 = -\mathbf{k}_2$ через E_{b1} , Ω_{b1} , Ω_{b2} , воспользовавшись законами сохранения энергии и импульса (1.55) и (1.58), и ввести δ -функцию с помощью интеграла $\int \delta(\varepsilon_3) dE_{b2}$, где $\varepsilon_3 = E_{b1} + E_{b2} + E_{b3} - E_{a1} + \varepsilon_{a2}$ [см. формулу (1.65)]. Переходя также от эффективного сечения протон-протонных столкновений в лабораторной системе координат σ_{12} к соответствующему сечению в системе центра инерции падающего протона и протона ядра σ'_{12} , получаем

$$\frac{d^4 \sigma_{123}}{dE_{b1} dE_{b2} d\Omega_{b1} d\Omega_{b2}} = \frac{4}{\hbar^3 c^2} \cdot \frac{\rho_{b1} \rho_{b2} E_c^2}{\rho_{a1} E_2} \times \\ \times v_{a'} \sum_{a', b'} |M_{ba}(\mathbf{k}_2)|^2 \frac{d\sigma'_{12}}{d\Omega'_{b1}} \delta(\varepsilon_3), \quad (2.7)$$

где E_c — полная энергия падающего протона в системе центра инерции падающего протона и протона ядра; $E_2^2 = p_2^2 c^2 + M^2 c^4$ (p_2 — импульс выбиваемого протона в ядре; M — масса покоя протона) $d\Omega'_{b1}$ — телесный угол движения рассеянного протона, а $M_{ba}(\mathbf{k}_2)$ — матричный элемент ядра. Суммирование в (2.7) проводится только по состояниям, соответствующим выбиванию из ядра протонов, энергия связи которых лежит в определенном интервале.

Так как опыты по измерению угловой и энергетической корреляций позволяют получать качественно новые сведения о структуре ядер, необходимо ввести некоторые уточнения в расчет матричного элемента ядра. Эти уточнения могут относиться как к полной волновой функции всей системы, так и к волновым функциям частиц (падающей и вылетающих) и ядер (начального и конечного).

Поскольку нуклон — это частица, подчиняющаяся статистике Ферми, полная волновая функция всей системы взаимодействующих частиц при квазисвободном рассеянии должна быть антисимметризована. Следствием антисимметризации является запрет Паули, не позволяющий частицам занимать уже заполненные состояния. Однако эффект антисимметризации оказывается существенным лишь в тех случаях, когда занята значительная часть фазового пространства конечных состояний. В рассматриваемом случае квазисвободного рассеяния протона большой энергии на ядре занятый ядерными нуклонами фазовый объем представляет лишь небольшую часть фазового объема конечных

состояний. Поэтому антисимметризацией полной волновой функции в расчетах квазисвободного рассеяния протонов больших энергий пренебрегают [8].

Волновые функции движения падающей и вылетающих частиц до сих пор мы представляли в виде плоских волн. Это чрезвычайно грубое приближение, не учитывающее процесс многократного рассеяния частиц в ядерном веществе.

Чтобы учесть искажение плоских волн, обусловленное их взаимодействием с ядром, введем функцию дисторсии (искажения) D_{ef} , и волновую функцию движения частицы ef запишем в виде:

$$\Psi_{ef} = \exp(i \mathbf{k}_{ef} \mathbf{r}_{ef}) D_{ef}(\Delta \mathbf{k}_{ef}, \Delta \mathbf{r}_{ef}), \quad (2.8)$$

где $\Delta \mathbf{k}_{ef}$ и $\Delta \mathbf{r}_{ef}$ — волновой вектор и радиус-вектор частицы в системе центра инерции остаточного ядра $b\bar{3}$. При выбивании одного нуклона из ядра с атомным номером A

$$\Delta \mathbf{k}_{ef} = \mathbf{k}_{ef} - \mathbf{k}_3 / (A - 1). \quad (2.9)$$

Поскольку энергия падающей и вылетающих частиц велика, можно воспользоваться квазиклассическим методом учета искажения с помощью комплексного оптического потенциала $V(\Delta \mathbf{k}_{ef}, \Delta \mathbf{r}_{ef})$ [8] и записать функции дисторсии в виде

$$D_{a1}(\Delta \mathbf{k}_{a1}, \Delta \mathbf{r}_{a1}) = \exp \left\{ \frac{i E_{a1}^{(n)}}{\hbar^2 c^2 k_{a1}} \int_0^\infty V(\Delta \mathbf{k}_{a1}, \Delta \mathbf{r}_{a1} - \boldsymbol{\kappa}_{a1} s) ds \right\}, \quad (2.10)$$

$$D_{bf}^*(\Delta \mathbf{k}_{bf}, \Delta \mathbf{r}_{bf}) = \exp \left\{ -\frac{i E_{bf}^{(n)}}{\hbar^2 c^2 k_{bf}} \int_0^\infty V(\Delta \mathbf{k}_{bf}, \Delta \mathbf{r}_{bf} + \boldsymbol{\kappa}_{bf} s) ds \right\}, \quad (2.11)$$

где $\boldsymbol{\kappa}_{ef} = \Delta \mathbf{k}_{ef} / \Delta k_{ef}$, а интегрирование ведется вдоль прямолинейной классической траектории частицы.

Введение функции дисторсии существенно усложняет расчеты и, прежде всего, ставит под сомнение возможность факторизации матричного элемента оператора рассеяния на матричный элемент оператора рассеяния свободных нуклонов и матричный элемент ядра [см. формулу (1.62) и Приложение 1]. Однако, как это сле-

дует из опытных данных об оптическом потенциале [9], в рассматриваемой нами области энергий функция дисторсии мало меняется на расстоянии радиуса действия ядерных сил. Поэтому факторизацию, выполненную ранее в приближении плоских волн, можно провести и в приближении искаженных волн (см. Приложение 3). Отличие состоит лишь в том, что изменяется структура матричного элемента ядра, который теперь записывается в виде

$$M_{ba}(\mathbf{k}_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}) \varphi_2^{0*}(\xi_2) \Psi_{b3}^*(\xi_{b3}) \Psi_{a3}(\xi_{b3}; \xi_2, \mathbf{r}) \times \\ \times D_{a1}(\Delta\mathbf{k}_{a1}, \mathbf{r}) D_{b1}^*(\Delta\mathbf{k}_{b1}, \mathbf{r}) D_{b2}^*(\Delta\mathbf{k}_{b2}, \mathbf{r}) d\xi_{b3} d\xi_2 d^3 r \quad (2.12)$$

и называется ядерным матричным элементом в импульсном приближении с искаженными волнами.

Для сокращения записи обозначим интеграл перекрытия и произведение функций дисторсии соответственно:

$$\Phi_{ba}(\mathbf{r}) = \int \varphi_2^{0*}(\xi_2) \Psi_{b3}(\xi_{b3}) \Psi_{a3}(\xi_{b3}; \xi_2, \mathbf{r}) d\xi_{b3} d\xi_2, \quad (2.13)$$

$$D_{ba}(\mathbf{r}) = D_{a1}(\Delta\mathbf{k}_{a1}, \mathbf{r}) D_{b1}^*(\Delta\mathbf{k}_{b1}, \mathbf{r}) D_{b2}^*(\Delta\mathbf{k}_{b2}, \mathbf{r}), \quad (2.14)$$

а матричный элемент ядра (2.12) запишем в виде

$$M_{ba}(\mathbf{k}_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}) D_{ba}(\mathbf{r}) \Phi_{ba}(\mathbf{r}) d^3 r. \quad (2.15)$$

Чтобы рассчитать матричный элемент ядра, нужно задать волновые функции начального и конечного ядра Ψ_{a3} и Ψ_{b3} . Ранее, при анализе энергетических спектров протонов, мы использовали волновые функции одночастичной модели оболочек. При анализе корреляционных опытов эта модель оказывается недостаточной, в частности, с ее помощью нельзя объяснить спектр энергий связи выбиваемых протонов. Поэтому для анализа корреляционных опытов в настоящее время используется более правильно отражающая действительную структуру ядер многочастичная модель оболочек в различных ее вариантах, в том числе и в варианте с промежуточной связью.

В многочастичной модели оболочек интеграл перекрытия (2.13) записывается в виде [4,5]

$$\Phi_{ba} = a_{ljm\sigma}^{ba} X_{s\sigma} \Phi_{nljm}(\mathbf{r}), \quad (2.16)$$

где $a_{ijm\sigma}^{ba}$ — обобщенные генеалогические коэффициенты, учитывающие смешивание конфигураций и включающие коэффициенты векторного сложения; $X_{s\sigma}$ — нуклонная спиновая функция, а $\Phi_{nljm}(r)$ — волновая функция орбитального движения выбиваемого нуклона в ядре.

В опытах по измерению функции угловой корреляции вылетающих протонов фиксируется интервал суммарных энергий протонов. Это означает, что в данном процессе могут участвовать только протоны ядра, расположенные на определенных группах уровней, или, в соответствии с терминологией модели оболочек, на определенных оболочках. Выполнив в (2.7) усреднение по начальным состояниям и суммирование по всем конечным состояниям, соответствующим выбиванию нуклонов с данной оболочки, получим следующее выражение для сечения угловой корреляции:

$$\frac{d^4 \sigma_{123}}{dE_{b1} dE_{b2} d\Omega_{b1} d\Omega_{b2}} = \frac{4\rho_{b1} \rho_{b2} E_c^2}{\hbar^3 c^2 \rho_{a1} E_2} \times \\ \times N_{nlj}^{(p)} \frac{d\sigma'_{12}}{d\Omega_{b1}} \tilde{\rho}_{nlj}(\mathbf{k}_2) \delta(\varepsilon_3), \quad (2.17)$$

где $N_{nlj}^{(p)}$ — эффективное число протонов, а $\tilde{\rho}_{nlj}(\mathbf{k}_2)$ — искаженное импульсное распределение протонов на данной оболочке:

$$\tilde{\rho}_{nlj}(\mathbf{k}_2) = \frac{(2l+1)^{-1}}{(2\pi)^{3/2}} \sum_m \int \exp(-i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}) D_{ba}(r) \Phi_{nljm}(r) d^3r. \quad (2.18)$$

Напомним, что импульс ядра отдачи $\mathbf{p}_2 = \hbar\mathbf{k}_2$ однозначно связан с импульсом падающего и вылетающих протонов законом сохранения импульса и его величину и направление определяет геометрия эксперимента. Функцию дисторсии можно рассчитать на основании экспериментальных данных об оптическом потенциале. Остается неизвестной функция орбитального движения протонов. Ее можно рассчитать, если задать определенный вид ядерного потенциала.

На рис. 12 приведены экспериментальные [10] и теоретические [11] сечения угловой корреляции. Функция угловой корреляции (см. рис. 12, а) соответствует энергиям связи, расположенным вблизи $\varepsilon_{a2} = 25,8 \text{ Мэв}$ (1s-оболочка).

Функция имеет отчетливый максимум вблизи 45° . Такую же форму имеют функции угловой корреляции $1s$ -оболочки и для других элементов. Объясняется это тем, что плотность любого импульсного распределения, относящегося к $1s$ -оболочке, имеет максимум при величине импульса, равной нулю. Поэтому максимум совпадений будет наблюдаться вблизи угла разлета, соответствующего столкновению с неподвижным протоном.

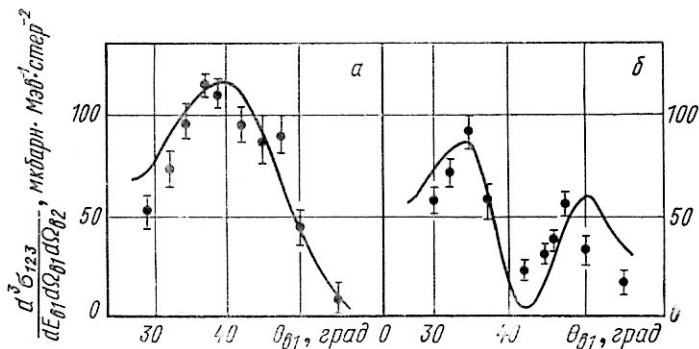


Рис. 12. Дифференциальные эффективные сечения угловой корреляции протонов в реакции ${}^7\text{Li}(p, 2p){}^6\text{He}$ (энергии падающих протонов 185 МэВ). Углы регистрации протонов $\theta_{b1} = \theta_{b2}$ (симметричная геометрия):

точки — экспериментальные данные работы [10]; сплошная кривая — расчет в импульсном приближении с искаженными волнами [11].

Для любых оболочек с $l \neq 0$ плотность импульсного распределения вблизи нуля имеет минимум. В этих случаях при углах, соответствующих столкновению с неподвижным протоном должен наблюдаться минимум, что хорошо видно из рис. 12, б ($1p$ -оболочка, $\epsilon_{\alpha 2} = 11,3 \text{ МэВ}$).

При расчете теоретических сечений угловой корреляции (см. рис. 12) оптический потенциал в функции дисторсии выбирали в виде прямоугольной ямы. Параметры действительной и мнимой частей потенциала были взяты из работы [12].

Радиальная волновая функция была получена путем численного решения уравнения Шредингера для потенциала вида $U(r) = U_0 + kr^2$ при $r < r_0$ и $U(r) = B \exp(-\mu r)$ при $r > r_0$. Параметры потенциала подбирали так, чтобы распределение плотности электрического заряда в ядре согласовывалось с экспериментальными данными,

полученными в опытах по рассеянию быстрых электронов [13].

Рассчитанное в этих предположениях корреляционное сечение для p -оболочки удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными как по форме, так и по абсолютной величине. Для s -оболочки согласие получается только по форме сечения. По абсолютной величине рассчитанное сечение в 2,5 раза превышает наблюдающееся на опыте (кривая, приведенная на рис. 12, получена умножением результатов расчета на 0,4).

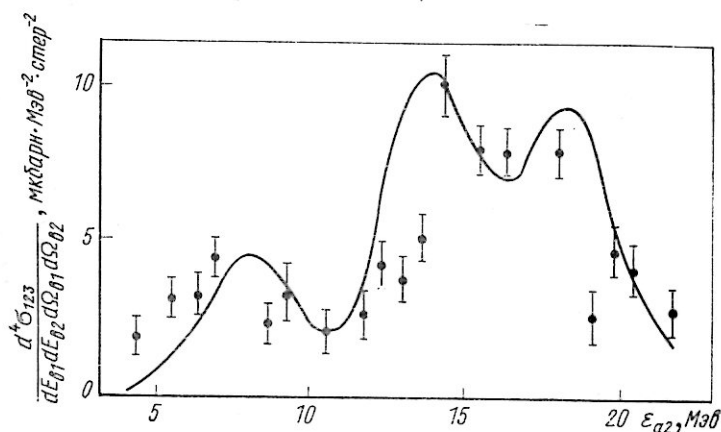


Рис. 13. Зависимость сечения угловой и энергетической корреляций протонов в реакции $^{14}\text{N}(p, 2p)^{13}\text{C}$ от энергии протонов.

Такого же типа исследования функций угловой корреляции были выполнены почти для всех ядер от He до Ca. Сводка полученных при этом сведений о волновых функциях протонов в ядрах приведена в работе [5].

Рассмотрим теперь эксперименты, в которых при фиксированном угле разлета протонов измеряется зависимость числа совпадений от энергии связи выбиваемого протона. Чтобы рассчитать сечение этого процесса, нужно при данном значении импульса, которое определяется геометрией эксперимента, найти зависимость обобщенных генеалогических коэффициентов и искаженного импульсного распределения от энергии связи протона.

На рис. 13 показана зависимость сечения угловой и энергетической корреляций протонов в реакции $^{14}\text{N}(p, 2p)^{13}\text{C}$ от энергии связи протонов, рассчитанная в рамках

оболочечной модели с промежуточной связью [14] (сплошная кривая). Расчеты сравниваются с экспериментальными данными (точки) работы [3]. Как видно из рисунка, расчет правильно передает положение основных максимумов и их величину.

Интересно было бы правильно количественно объяснить не только положения, но и ширину максимумов, соответствующих различным оболочкам и подоболочкам [в модели оболочек с промежуточной связью одной оболочке

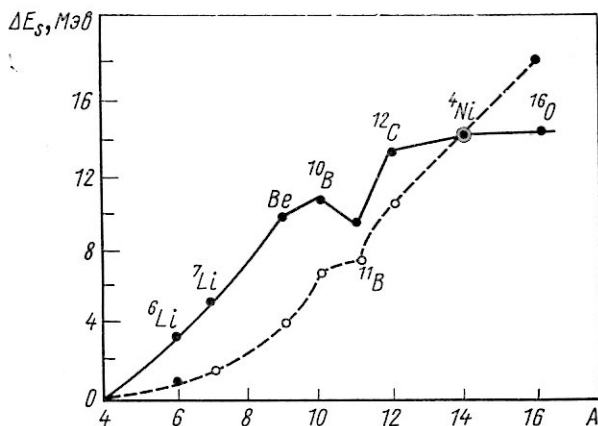


Рис. 14. Зависимость ширины дырочных 1s-состояний от массового числа ядра:

● — экспериментальные данные; ○ — теоретические [17].

(см. рис. 13) может соответствовать несколько максимумов в энергии связи]. В настоящее время такие попытки основываются на представлениях о дырочном характере возбуждения ядер, образующихся в результате квазисвободного выбивания нуклона.

Выбивание из ядра (A, Z) протона с энергией связи ϵ_{a_2} приводит к образованию ядра ($A - 1, Z - 1$) с энергией возбуждения $\epsilon_b = \epsilon_{a_2} - \epsilon_{\text{мин}}$, где $\epsilon_{\text{мин}}$ — энергия связи наименее связанного протона в ядре (A, Z). Поэтому процесс квазисвободного рассеяния в рамках импульсного приближения можно рассматривать как процесс мгновенного (по сравнению с временем обмена импульсами между нуклонами ядра) образования дырки, а соответствующее состояние ядра ($A - 1, Z - 1$) — как дырочное возбужде-

ние [15, 16]. Время жизни дырочного возбуждения Δt и ширина соответствующего уровня ΔE связаны соотношением $\Delta t \Delta E \approx \hbar$.

В модели оболочек время жизни дырочного состояния должно быть тем меньше, чем больше число нуклонов, которые могут заполнить дырочное состояние, и чем сильнее взаимодействие между ними. Поэтому для ядер $1p$ -оболочки ширина $1s$ -уровня должна быть пропорциональна числу протон-нуклонных пар на $1p$ -оболочке и обратно пропорциональна величине ядерного объема [17].

На рис. 14 показана зависимость ширины дырочных $1s$ -состояний от массового числа ядра-мишени. Нормировка теоретической и экспериментальных кривых приведена при ^{14}N .

Из проведенного краткого рассмотрения реакций (p , $2p$) видно, что данные исследования принесли в ядерную физику совершенно новую информацию о структуре ядер, представляющую большую ценность для теории ядра и особенно для модели оболочек.

§ 8. Исследования реакций (p , pn) методом ядер отдачи

Корреляционный метод изучения простейших реакций, рассмотренный в предыдущих параграфах, оказался весьма плодотворным при исследовании реакций (p , $2p$). Однако этот метод нельзя использовать для изучения реакций (p , pn), поскольку отсутствуют точные методы измерения энергии быстрых нейтронов. Для исследования этих реакций применяют метод измерения угловых и энергетических распределений радиоактивных ядер отдачи [18].

Сущность метода заключается в том, что радиоактивные ядра отдачи, вылетевшие из мишени под определенным углом и прошедшие поглотитель данной, достаточно малой толщины, собираются в пленках, активность которых измеряют с помощью обычных счетных методик. Идентификацию радиоактивных ядер отдачи можно провести по периоду полураспада, типу активности изотопа, а также с помощью радиохимических методов выделения.

Основная трудность метода ядер отдачи связана с необходимостью измерять с большой точностью очень малень-

кие пробеги (около $100 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$). Так как величина пробега ядер отдачи мала, приходится использовать очень тонкие мишени и очень тонкие поглотители. Существует несколько вариантов решения этой проблемы.

В работах [18, 19] поглотителем служила газовая прослойка, толщину которой регулировали, изменяя давление газа.

На рис. 15 схематически показана часть экспериментальной установки с газовым поглотителем. Основным элементом установки являются кассеты 1, состоящие из мише-

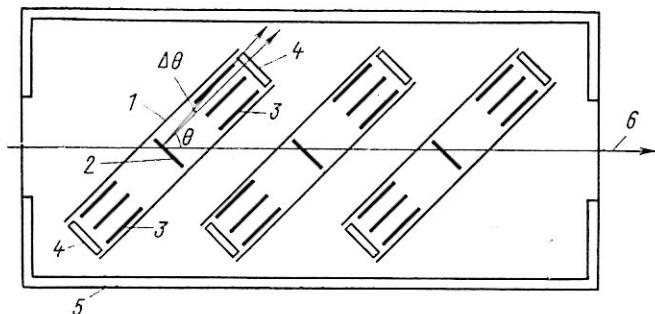


Рис. 15. Установка для измерения угловых и энергетических распределений радиоактивных ядер отдачи с газовым поглотителем.

ней 2, коллиматоров 3 и пленок 4, в которых собираются радиоактивные ядра отдачи (6 — пучок бомбардирующих частиц). Геометрия расположения мишеней, коллиматоров и собирающих пленок такова, что на собирающие пленки попадают только ядра отдачи, вылетающие в интервале углов $\theta \pm \Delta\theta$ к направлению пучка (6). Угловое разрешение установки $\Delta\theta$ определяется расстоянием между собирающими пленками и мишенями и размерами коллиматоров. Для увеличения выхода активности ядер отдачи можно одновременно облучать несколько кассет. Интегральный энергетический спектр ядер отдачи, вылетающих в данном интервале углов, определяют по интегральному спектру пробегов. Для этого кассеты помещают в вакуумную камеру 5, наполненную газом. Толщину газового поглотителя, находящегося между мишенями и собирающими пленками, можно с достаточно высокой точностью (около $0,1 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$) определять по давлению газа в камере. Очевидно, изготов-

лять и использовать поглотители такой толщины из твердых или жидких материалов очень трудно.

Другой вариант метода ядер отдачи, также нашедший применение в исследованиях простейших реакций, состоит в том, что на некотором расстоянии от мишени помещают собирающие активность фольги, которые одновременно служат и поглотителями [20]. Схема такой установки показана на рис. 16. Пучок бомбардирующих частиц 1, прошедших через мишень 2, выбивает из нее ядра отдачи. Часть

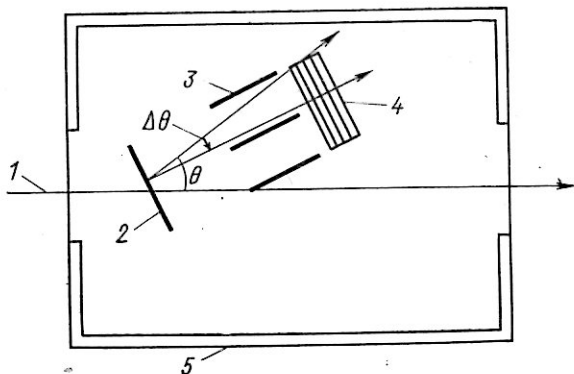


Рис. 16. Установка для измерения угловых и энергетических распределений радиоактивных ядер отдачи, в которой собирающие ядра отдачи пленки являются поглотителями.

ядер отдачи, вылетевших в интервале углов $\theta \pm \Delta\theta$ и прошедших через коллиматоры 3, попадает на стопку собирающих фольг 4. Распределение по пробегам ядер отдачи получается из распределения активностей фольг, составляющих стопку. Мишень и собирающие фольги помещают в вакуумной камере 5. Угловое разрешение установки определяется относительным расположением мишеней и собирающих фольг и размерами коллиматоров, а разрешение по пробегам — толщиной собирающих фольг.

В настоящее время известны лишь две работы, в которых исследовались энергетические распределения радиоактивных ядер отдачи под данным углом [20, 21] в реакции $^{12}\text{C} (p, pn) ^{11}\text{C}$. Остановимся на этих исследованиях подробнее.

Конечное ядро ^{11}C в реакции $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ идентифицируется обычно по периоду полураспада (≈ 20 мин) или по характерной позитронной активности. При взаимодействии протона высокой энергии с ядром ^{12}C конечное ядро ^{11}C может образоваться в результате различного рода процессов.

Во-первых, это может быть процесс квазисвободного выбивания нейтрона с p -оболочки, при котором энергия возбуждения ядра ^{11}C не превышает 10 Мэв. При большей энергии возбуждения ядро ^{11}C испускает еще одну частицу и превращается в другое ядро. Если протоны и нейтроны в ядре ^{12}C имеют сходную оболочечную структуру, то энергии возбуждения, меньшей 10 Мэв, соответствует выбивание нейтронов с p -оболочки.

Во-вторых, это могут быть всякого рода побочные процессы: неупругое рассеяние протона на ^{12}C с последующим испусканием возбужденным ядром ^{12}C одного нейтрона, зарядово-обменное рассеяние протона на нейтроне ядра ^{12}C с последующим испусканием протона возбужденным ядром ^{12}N и т. д. Согласно расчетам, приведенным в работе [20], сечение всех побочных процессов составляет не более 15% полного сечения реакции $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, причем основной вклад (около 10%) дает первый из перечисленных механизмов.

Таким образом, основным механизмом, ответственным за реакцию $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, можно считать механизм квазисвободного выбивания нейтронов с p -оболочки ядра ^{12}C .

В импульсном приближении с плоскими волнами, когда взаимодействие падающей и вылетающих из ядра частиц с ядром не учитывается, импульс ядра отдачи равен по абсолютной величине и противоположен по направлению импульсу выбиваемого нейтрона. Таким образом, в этом приближении импульсное распределение ядер отдачи эквивалентно импульсному распределению нейтронов на p -оболочке.

В импульсном приближении с искаженными волнами импульсное распределение ядер отдачи будет «искажено» по сравнению с импульсным распределением нейтронов в ядре в результате взаимодействия с ядром (преломления и поглощения) падающих и вылетающих частиц. Чтобы получить в этом случае выражение для сечения образования ядер отдачи, движущихся в телесном угле $d\Omega_{b,3}$ и имеющих кинетическую энергию в интервале $dE_{b,3}$, нужно заменить в выражении для полного сечения (1.72) d^3k_3 на

Ω_{b_2} и E_{b_3} . Перейдя от сечения p — n -рассеяния в лабораторной системе координат σ_{12} к сечению в системе центра масс σ'_{12} , получим следующий результат:

$$\frac{d^2 \sigma_{123}}{dE_{b_3} d\Omega_{b_3}} = \frac{p_{b_3} E_{b_3}^{(n)}}{\hbar^3 c^2 E_2} v_{a'} \sum_{a', b'} \int \frac{B_{13}}{B_{12}} |M_{ba}(\mathbf{k}_2)|^2 \frac{d\sigma'_{12}}{d\Omega'_{b1}} d\Omega'_{b1}. \quad (2.19)$$

В этом выражении p_{b_3} и $E_{b_3}^n$ — импульс и полная энергия ядра отдачи; $E_2^2 = p_2^2 c^2 + M^2 c^4$, где p_2 и M — импульс выбиваемого нейтрона в ядре и его масса покоя соответственно; B_{13} и B_{12} кинематические множители [см. формулы (1.24) и (1.72)], а $M_{ba}(\mathbf{k}_2)$ — матричный элемент ядра, структура которого определяется соотношениями (2.13) — (2.16).

Расчеты энергетических спектров ядер отдачи ^{12}C по формуле (2.19) проведены в работе [22]. В качестве оптического потенциала при расчете функции дисторсии использовался зависящий от энергии частицы комплексный потенциал Вудса — Саксона

$$V(E, r) = \frac{V(E) + iW(E)}{1 + \exp[(r-d)/a]}, \quad (2.20)$$

где $d = 1,25 A^{1/2}$ ферми и $a = 0,55$ ферми — параметры потенциала [23], а E — кинетическая энергия частицы в системе покоящегося ядра.

В соответствии с литературными данными [9, 12, 23] действительную и мнимую части оптического потенциала представим в виде:

$$V(E) = \begin{cases} -50 \text{ Мэв} & (0 \leq E \leq 20 \text{ Мэв}); \\ -15,93 \ln(450/E) \text{ Мэв} & (20 < E \leq 450 \text{ Мэв}); \\ 0 & (E > 450 \text{ Мэв}); \end{cases} \quad (2.21)$$

$$W(E) = \begin{cases} -[3 + 17(1 - e^{-0,025E})] \text{ Мэв} & (E < 310 \text{ Мэв}); \\ \frac{k\hbar^2 c^2 3(A-1)\bar{\sigma}(E)}{E8\pi(d^3 + \pi^2 a^2 d)} \text{ Мэв} & (E \geq 310 \text{ Мэв}). \end{cases} \quad (2.22)$$

Здесь k — волновое число; E — кинетическая энергия частицы; d и a — те же параметры, что и в формуле (2.20); A — массовое число начального ядра; $\bar{\sigma}(E)$ — усредненное по протонам и нейтронам ядра полное сечение нуклон-нуклонных столкновений. Для расчета $\bar{\sigma}(E)$ использовались данные, обобщенные в работе [24].

При расчете интеграла перекрытия (2.16) рассматривались две радиальные волновые функции ядра ^{12}C гармонического осциллятора:

$$R_{1p} = \sqrt{(4\alpha/3)} r \exp(-\alpha r^2) \quad (2.23)$$

и экспоненциальная

$$R_{1p} = \exp(-\beta r) / \sqrt{2\beta}. \quad (2.24)$$

Параметры этих функций α и β выбирались в соответствии с экспериментальными данными о размерах ядер, полученными в опытах по рассеянию быстрых электронов [13].

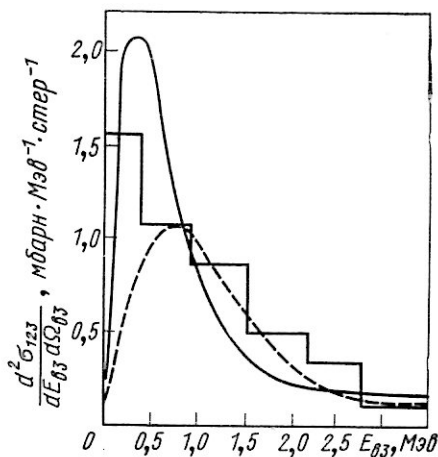


Рис. 17. Энергетические распределения ядер отдачи, образующихся в реакции $^{12}\text{C} (p, pn) ^{11}\text{C}$ под углом $\theta_{b,3} = 90^\circ$ к пучку падающих протонов.

Энергия падающих протонов равна 450 Мэв. Гистограмма — экспериментальные данные работы [20]. Плавные кривые рассчитаны в работе [22] в импульсном приближении с искаженными волнами с экспоненциальной (сплошная линия) и осцилляторной (штриховая линия) ядерными волновыми функциями.

На рис. 17 и 18 результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными в работах [20, 21]. В работе [20] для измерения спектров пробегов ядер отдачи использовалась установка, в которой собирающие пленки одновременно являлись поглотителями (см. рис. 16). Угловое разрешение установки $\Delta\theta$ состав-

ляло около 20. Разрешение по пробегам определялось толщиной собирающих пленок, изготовленных из алюминиевой фольги, и было равно примерно $100 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$. Мишень была изготовлена из полистироловой пленки толщиной около $60 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$. Энергия падающих протонов была равна 450 Мэв. Были сняты спектры ядер отдачи по пробегам под углами $\theta_{b3} = 30, 45, 60, 65, 90, 115, 135$ и 150° относительно пучка протонов. При пересчете спектров

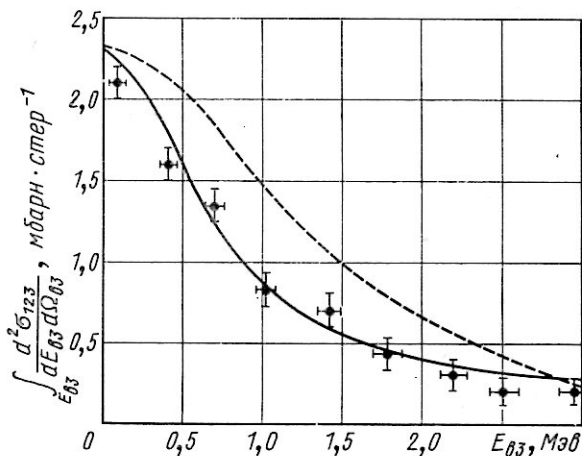


Рис. 18. Интегральные энергетические спектры ядер отдачи, образующихся в реакции $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ под углом к пучку протонов $\theta_{b3} = 105^\circ$. Точки — экспериментальные результаты работы [21] при энергии падающих протонов 660 Мэв; сплошная кривая соответствует экспоненциальной ядерной волновой функции, пунктирная — волновой функции гармонического осциллятора. Обе кривые получены интерполяцией и численным интегрированием дифференциальных энергетических спектров, рассчитанных в работе [22].

по пробегам в энергетические спектры использовались экспериментальные и теоретические данные по соотношению пробег — энергия для ядер отдачи ^{11}C [25—27].

В работе [21] для измерения угловых и энергетических распределений ядер отдачи ^{11}C использовалась установка с газовым поглотителем (см. рис. 15). Угловое разрешение установки составляло около 5° , а разрешение по пробегам — около $10 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$. В качестве газа-поглотителя использовался гелий. Толщина мишеней (графит, напыленный на подложку из бериллия) была равна около $100 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$.

Опыты были выполнены на синхроциклотроне ОИЯИ с энергией протонов в пучке 660 Мэв. Были сняты интегральные спектры ядер отдачи по пробегам под углами к пучку $\theta_{\text{вз}} = 30, 105$ и 135° . При пересчете интегральных спектров ядер отдачи по пробегам в интегральные энергетические спектры использовались данные по пробегам ядер отдачи, приведенные в работах [28—30]. Теоретические интегральные спектры по энергиям были получены из дифференциальных спектров работы [22] численным интегрированием.

При сравнении расчетов с экспериментом теоретические кривые нормировались на полное сечение реакции $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, для чего теоретические значения умножали на коэффициент 1,3. Сравнение расчета с экспериментом показывает, что теория удовлетворительно описывает энергетическую зависимость сечения образования ядер отдачи. Таким образом, ядерные волновые функции, удовлетворяющие экспериментальным данным по упругому рассеянию быстрых электронов, удовлетворяют и экспериментальным данным по ядрам отдачи. Это внутреннее согласие, во-первых, подтверждает правильность метода расчета и, во-вторых, показывает перспективность метода ядер отдачи. Можно надеяться, что дальнейшее уточнение расчета и усовершенствование экспериментальной методики позволят получить новые сведения о волновых функциях нейтронов p -оболочек.

Интересно сравнить с результатами расчета не только энергетические спектры, но и угловые распределения ядер отдачи. На рис. 19 угловые распределения ядер отдачи ^{11}C в реакции $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, полученные в работах [31, 32], сравниваются с теоретическими расчетами работы [22]. Расчеты выполнялись как в приближении плоских волн, так и с учетом искажения. Из рисунка видно, что учет искажения приводит к лучшему согласию расчета с экспериментом.

Как уже отмечалось выше, при сравнении расчета с экспериментом расчетные данные умножаются на коэффициент, равный 1,3. Это связано с тем, что полное сечение реакции $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, рассчитанное в предположении квазисвободного выбивания нейтрона в импульсном приближении с искаженными волнами и с осцилляторной волновой функцией, равно 25 мбарн, что меньше экспериментального сечения при энергии 450 Мэв, равного (33 ± 2) мбарн [33]. При использовании экспоненциальной волновой функции для

полного сечения теория дает величину полного сечения, равную 28 мбарн. Учитывая также точность расчета, равную 15%, получаем для теоретического сечения величину (28 ± 4) мбарн. Видно, что расчет удовлетворительно согласуется с экспериментом. Несколько меньшая величина теоретического сечения, видимо, связана с тем, что помимо процесса квазисвободного выбивания нейтрона ядра ^{11}C образуются также в результате других процессов, в частности вследствие процесса неупругого рассеяния протона с по-

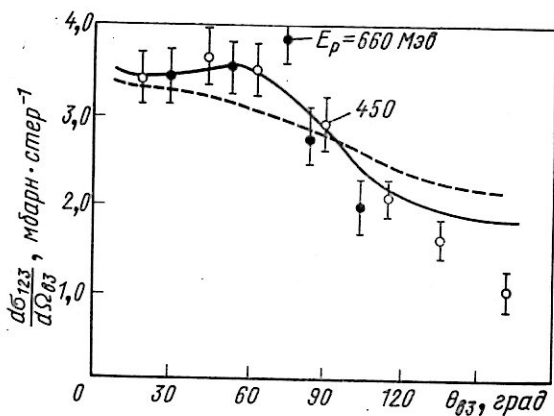


Рис. 19. Угловые распределения ядер [отдачи в реакции $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$.

Точки — результаты эксперимента; кривые рассчитаны в работе [22] в импульсном приближении с искаженными (сплошная кривая) и плоскими (штриховая кривая) волнами при энергии падающих протонов $E_p = 450$ и 660 МэВ.

следующим испусканием нейтрона возбужденным ядром ^{12}C . В работе [32] при исследовании углового распределения ядер отдачи ^{11}C в реакции $^{12}\text{C}(p, pn)$ обнаружен небольшой максимум вблизи 75° . При этом же угле, согласно расчетам работы [20], должен наблюдаться максимум сечения образования ядер отдачи ^{11}C в результате неупругого рассеяния протона с последующим испусканием нейтрона. С увеличением атомного номера ядра-мишени вклад указанного процесса увеличивается. Об этом свидетельствуют (угловые распределения ядер отдачи в реакциях $^{19}\text{F}(p, pn)^{18}\text{F}$ [34] и $^{65}\text{Cu}(p, pn)^{64}\text{Cu}$ [35], показанные на рис. 20.

Следует также отметить, что полные сечения реакций p, pn на ^{58}Ni и ^{65}Cu , рассчитанные в импульсном прибли-

жении с искаженными волнами с осцилляторной волновой функцией, равны при энергии 450 Мэв соответственно (24 ± 3) мбарн и (45 ± 6) мбарн [22], в то время как эксперимент дает при энергии 370 Мэв значения (30 ± 1) мбарн и

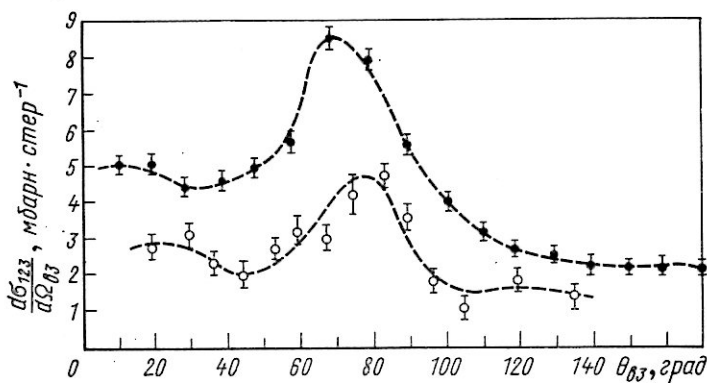


Рис. 20. Угловые распределения ядер отдачи, образующихся в реакциях (p, pn) :

○ — на ^{19}F при энергии падающих протонов $E_p = 660$ Мэв; ● — на ^{63}Cu при $E_p = 370$ Мэв.

(59 ± 3) мбарн [33]. Это различие, возможно, связано как с недостаточно точной аппроксимацией ядерной волновой функции, так и с вкладом других механизмов реакции, отличных от квазисвободного выбивания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тугэн Н. et al. Nuovo cimento, **6**, 1507 (1957).
2. Maris Th. A. J. et al. Nucl. Phys., **7**, 1 (1958).
3. Тугэн Н. et al. Nucl. Phys., **7**, 10 (1958).
4. Эллиот Д. Ж. В сб. «Ядерные реакции». Т. 1. Перев. с англ. М., Госатомиздат, 1962, стр. 45.
5. Jacob G., Maris Th. A. I. Rev. Mod. Phys., **38**, 121 (1966).
6. Wilcox J. M., Moyer J. B. Phys. Rev., **99**, 875 (1955).
7. McEwen J. et al. Phil. Mag., **2**, 231 (1957).
8. Cohen B. L. Phys. Rev., **108**, 768 (1957).
9. Feshbach H. Ann. Rev. Nucl. Sci., **8**, 49 (1958).
10. Tibbel G. et al. Arkiv Fysik, **25**, 433 (1963).
11. Johansson A., Sakamoto Y. Nucl. Phys., **42**, 625 (1963).
12. Kerman A. K. et al. Ann. Phys., **8**, 551 (1959).
13. Hofstadter R. Ann. Rev. Nucl. Sci., **7**, 231 (1957).

14. Балашов В. В., Бояркина А. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **43**, 117 (1962).
15. Cohen V. L. et al. Phys. Rev., **126**, 648 (1962).
16. Anderson Y. D. et al. Phys. Rev., **129**, 2718 (1963).
17. Maris Th. A. J. Proc. Cong. Direct. Interact. Nucl. React. Mechan., Padua, Italy, 1962.
18. Денисов Ф. П., Колесов В. Е. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 34 (1957).
19. Денисов Ф. П. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 183 (1966).
20. Rapontin J. A. et al. Phys. Rev., **169**, 851 (1968).
21. Денисов Ф. П. и др. «Ядерная физика», **13**, 925 (1970).
22. Benioff P. A., Person L. W. Phys. Rev., **140**, B 844 (1965).
23. Glassgold A. E. Rev. Mod. Phys., **30**, 419 (1958).
24. Baraschenkov V. S., Mal'tsev V. M. Fortschr. Phys., **9**, 549, (1961).
25. Rapontin J. A. et al. Phys. Rev., **140**, A 151 (1965).
26. Lindhard Y. et al. Kgl. Danske Videnskab Selskab. Mat.-Fys. Med., **33**, No. 14 (1963).
27. Northcliffe L. C. Ann. Rev. Nucl. Sci., **13**, 67 (1963).
28. Lillie A. B. Phys. Rev., **87**, 716 (1952).
29. Теплова Я. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34**, 559 (1958).
30. Porat D. I., Ramavatram H. Proc. Phys. Soc., **77**, 97 (1961).
31. Rapontin J. A. et al. Phys. Rev., **145**, 754 (1966).
32. Денисов Ф. П. и др. «Ядерная физика», **7**, 954 (1968).
33. Summing J. B. Ann. Rev. Nucl. Sci., **13**, 261 (1963).
34. Денисов Ф. П. и др. «Ядерная физика», **7**, 743 (1968).
35. Remsberg L. P. Phys. Rev., **174**, 1338 (1968).

ВНУТРИЯДЕРНЫЙ КАСКАД. РАСПАД ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

§ 9. Модель внутриядерного каскада

Метод импульсного приближения с искаженными волнами, разработанный для расчета простейших ядерных реакций, является достаточно строгим квантовомеханическим вариантом серберовской модели прямого взаимодействия, учитывающим волновые свойства частиц и их взаимодействие с ядром. Однако этот метод нельзя использовать для расчета сложных ядерных реакций, которые являются результатом многократных сильных взаимодействий падающей частицы с частицами ядра. Помимо принципиальных трудностей [плохо выполняется условие применимости импульсного приближения (1.44)] здесь возникают трудности чисто вычислительного характера: учет искажения связан с численным интегрированием, что приводит к большому объему вычислений.

Для анализа сложных ядерных реакций необходим более простой и доступный для расчетов метод, который позволил бы правильно предсказывать их основные характеристики. Таким методом является предложенная Сербером [1] и развивавшаяся Гольдбергером [2] модель внутриядерного каскада.

В отличие от импульсного приближения с искаженными волнами модель внутриядерного каскада — это классический вариант модели прямого взаимодействия: в этом варианте сохраняется основное предположение модели прямого взаимодействия о попарном квазисвободном взаимодействии падающей частицы с частицами ядра. Однако частицы, участвующие в столкновениях, рассматриваются как классические.

Таким образом, в модели внутриядерного каскада задача о ядерной реакции при высокой энергии сводится к задаче взаимодействия систем, движение частиц в которых определяется законами классической механики. Однако

классический метод расчета не мешает, как мы это увидим в дальнейшем, каскадной модели правильно объяснять многие характеристики ядерных реакций при высоких энергиях.

Многочисленные удовлетворительные результаты, получаемые с помощью этой модели, объясняются прежде всего тем, что заложенный в ней классический метод расчета при высоких энергиях падающих частиц является достаточно хорошим приближением. Как известно, в определенных условиях (см., например, [3]) квантовые уравнения движения переходят в классические. Этот переход состоит в том, что частица рассматривается как волновой пакет, движение которого подчиняется законам классической механики. Однако, чтобы такое рассмотрение соответствовало физической реальности, необходимо выполнение ряда условий.

Во-первых, потенциал $U(x)$, в котором движется частица, должен мало изменяться на расстоянии порядка размеров волнового пакета — $\overline{\Delta x^2}$

$$\left| \frac{\partial U(\bar{x})}{\partial \bar{x}} \right| \gg \frac{1}{2} \left| \frac{\partial^3 U(\bar{x})}{\partial \bar{x}^3} \right| \overline{\Delta x^2} \quad (3.1)$$

(здесь \bar{x} — координата центра инерции пакета).

Во-вторых, кинетическая энергия частицы E должна быть значительно больше неопределенности в кинетической энергии ΔE , вытекающей из соотношений Гейзенберга:

$$(\Delta E/E) \ll 1, \quad (3.2)$$

где $\Delta E = (\Delta p_x^2/2m) \approx (\hbar^2/8m\overline{\Delta x^2})$, а m — масса частицы.

И, в-третьих, волновой пакет, описывающий движение частицы, не должен заметно расплываться при движении через рассматриваемую область пространства. Если величину размытия при прохождении волновым пакетом области R обозначить $\overline{\Delta x_R^2}$, то последнее условие запишется в виде

$$\overline{\Delta x_R^2} \approx (\Delta E/E) R^2 < \overline{\Delta x^2}. \quad (3.3)$$

Нетрудно убедиться, что при больших энергиях падающих частиц соотношения (3.2) и (3.3) выполняются с хорошей точностью. Рассмотрим, например, взаимодействие с ядрами нуклонов с энергией $E \approx 100$ Мэв. При $\overline{\Delta x_R^2} \approx$

≈ 2 ферми² (размеры нуклона) и $R^2 \approx 20$ ферми² (размеры ядра) получаем $(\Delta E/E) \approx 0,02$, а $\Delta x_R^2 \approx 0,2 \Delta x^2$.

Несколько сложнее обстоит дело с выполнением соотношения (3.1). Если ядерный потенциал аппроксимируется функцией вида $U(x) = a + bx + cx^2$, то соотношение (3.1) выполняется хорошо.

При аппроксимации другими функциями, имеющими не равные нулю третьи производные, соотношение (3.1) выполняется приближенно. Однако затруднение, связанное с приближенным выполнением неравенства (3.1), возникает, как правило, лишь на границе ядра, где усредненный ядерный потенциал меняется достаточно быстро. Во внутренней области ядра, где потенциал меняется медленно, соотношение (3.1) выполняется также достаточно хорошо. Отсюда следует, что наибольшие погрешности, связанные с использованием классического метода, могут возникать при расчете движения нуклонов на границе ядра.

Классический метод расчета, принятый в каскадной модели, однако, не означает, что в этой модели полностью теряется связь с реальным квантовым характером взаимодействия и, прежде всего, с квантовой структурой ядер. Напротив, каскадная теория позволяет учесть в расчетах многие важные характеристики частиц и ядерной структуры, в том числе и некоторые квантовые свойства, например принцип Паули, запрещающий столкновения нуклонов в ядре, если один из партнеров попадает в уже занятое состояние.

В то же время каскадная модель не позволяет получить некоторые очевидные с точки зрения квантовой механики результаты. В частности, она, естественно, не может объяснить дифракционное рассеяние падающих частиц на малые углы.

Итак, в каскадной модели падающая частица высокой энергии рассматривается как классическая частица, движущаяся по определенной траектории, а ядро — как система классических частиц с заданными распределениями по объему, энергиям и импульсам. Ядру сопоставляется потенциальное поле, взаимодействующее с каскадными частицами. Падающая на ядро частица при движении внутри ядра может столкнуться с одной из ядерных частиц. Вероятность столкновения определяется средним пробегом падающих частиц в ядерном веществе. Столкновение с частицей ядра происходит таким же образом, как если бы последняя была свободной, т. е. для расчета столкновения ис-

пользуются экспериментальные данные по столкновениям свободных частиц. Продукты столкновения в процессе дальнейшего движения могут взаимодействовать с другими частицами ядра (рис. 21). Число частиц, участвующих в каскаде, может лавинообразно нарастать, поэтому сам процесс получил название внутриядерного каскада.

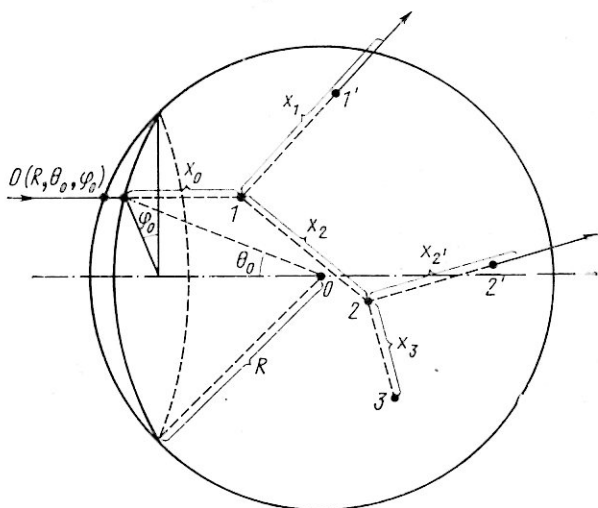


Рис. 21. Схема развития внутриядерного каскада:

$O(R, \theta_0, \varphi_0)$ — точка попадания первичной частицы в ядро, x_0 — пробег первичной частицы в ядерном веществе; 1 — точка столкновения первичной частицы с частицей ядра; x_1 — пробег частицы 1 в ядерном веществе после столкновения; 1' — точка вылета частицы 1 из ядра; x_2 — пробег ядерной частицы 2 после столкновения; 2 — точка столкновения частицы 2 с частицей 3; x_2' — пробег частицы 2 после столкновения; 2' — точка ее вылета из ядра; 3 — точка поглощения частицы 3, имевшей в ядре пробег x_3 .

Каскад заканчивается, когда все участвовавшие в столкновениях частицы вылетят из ядра или поглотятся в нем. Продуктами каскадного процесса являются быстрые частицы, вылетевшие из ядра, и возбужденное «послекаскадное» ядро.

Чтобы рассчитать каскадный процесс, нужно учесть все варианты попадания первичной частицы в ядро, возможные пути ее движения в ядре, различные типы столкновений с частицами ядра и т. д. Аналогичные расчеты надо провести для всех продуктов столкновения. Аналитическая запись этого процесса имеет вид многомерного интеграла, в котором связь подинтегральной функции с преде-

лами интегрирования оказывается очень сложной. Аналитический расчет каскада затрудняется также и тем, что многие характеристики каскада (например, сечение нуклон-нуклонных столкновений) не имеют аналитического выражения. Поэтому для расчета каскадного процесса используют метод статистических испытаний, или метод Монте-Карло. Рассмотрим основные особенности этого метода.

§ 10. Метод расчета

Метод статистических испытаний, используемый в расчетах внутриядерного каскада, состоит в построении искусственного случайного процесса, который моделирует реальный процесс, протекающий в ядре. Моделируются следующие характеристики каскадного процесса (см. рис. 21):

1) распределение по координатам попадания первичной частицы в ядро $p_1(R, \theta_0, \varphi_0)$, где R — радиус ядра, а θ_0 и φ_0 — полярное расстояние и долгота в сферической системе координат соответственно;

2) распределения по длине пробега первичной частицы в ядерном веществе $p_2(x)$;

3) распределения по типу, энергии и импульсу ядерной частицы — партнера по столкновению;

4) тип столкновения (упругое, неупругое, вид неупругого и т. д.) и его кинематические характеристики (угловые распределения продуктов столкновения, их энергии);

5) вылет частицы из ядра или поглощение в нем (если таковые происходят).

Аналогичным образом моделируются процессы, происходящие с продуктами столкновения во втором и более высоких поколениях каскадного процесса. Моделирование указанных характеристик состоит в разделении соответствующих им функций на равновероятные интервалы и розыгрыше этих интервалов с помощью равномерно распределенных случайных чисел.

Процедура разбиения любой функциональной зависимости $y = f(x)$ на равновероятные интервалы для случайной выборки этих интервалов заключается в следующем:

1) из функции $f(x)$ нормировкой образуют плотность вероятности:

$$p(x) = f(x) \left/ \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx; \right. \quad (3.4)$$

2) задают число интервалов l и определяют вероятность попадания в любой из них Δp_l и их величину $[x_i, x_{i+1}]$:

$$\Delta p_l = l^{-1} = \int_{x_i}^{x_{i+1}} p(x) dx; \quad (3.5)$$

3) выбирают из l случайных чисел данное число i ($i = 1, 2, \dots, l$) и фиксируют попадание в соответствующий ему интервал, границу которого x_{i+1} находят из соотношения

$$\int_{-\infty}^{x_{i+1}} p(x) dx = (l - i + 1)^{-1}. \quad (3.6)$$

При большом числе интервалов можно перейти к непрерывному распределению и записать (3.6) в виде:

$$F(x) = \int_{-\infty}^x p(z) dz = \eta, \quad (3.7)$$

где $F(x)$ — функция распределения переменной x , а η — равномерно распределенная случайная величина.

Приведем некоторые наиболее часто встречающиеся в расчетах внутриядерного каскада функции распределения.

1. Долгота и полярное расстояние точки попадания первичной частицы в ядро:

$$F(\varphi_0) = \varphi_0 / 2\pi, \quad (3.8)$$

$$F(\theta_0) = \sin \theta_0, \quad \cos \theta_0 = -\sqrt{1 - \sin^2 \theta_0}. \quad (3.9)$$

2. Длина пробега частицы в ядерном веществе

$$F_x = \exp \left\{ \sigma_{\text{ср}} \int_0^x \rho(z) dz \right\}, \quad (3.10)$$

где $\sigma_{\text{ср}}$ — среднее сечение взаимодействия падающей частицы с частицами ядра, а $\rho(z)$ — плотность ядерного вещества. В случае постоянной плотности $\rho(z) = \rho_0$

$$F_0(x) = \exp \{ \sigma_{\text{ср}} \rho_0 x \}. \quad (3.11)$$

3. Энергия частицы — партнера по столкновению в модели вырожденного ферми-газа частиц:

$$F_i(E) = (E/E_F)^{3/2}, \quad (3.12)$$

где E_F — граничная энергия Ферми. Во многих случаях параметры процесса являются сами по себе однородными случайными величинами, например при розыгрыше типа партнера по столкновению, типа столкновения и т. д. В этих случаях моделирование значительно упрощается. Например, если возможны l типов столкновений с весами v_1, v_2, \dots

$\dots, v_l \left(\sum_{k=1}^l v_k = 1 \right)$, то каждому i -му типу столкновения соп-

оставляется интервал $\left(\sum_{k=1}^i v_k, \sum_{k=1}^{i+1} v_k \right)$ и тип столкновения вы-

бирается в зависимости от того, в какой интервал попало данное случайное число η .

Таким образом, для моделирования внутрядерного каскада методом Монте-Карло необходимо иметь равномерно распределенные случайные числа η . Их можно получить различными способами.

Можно ввести в память вычислительной машины таблицы случайных чисел (например, таблицы, полученные выборкой чисел из данных по переписи населения). Могут быть также применены датчики случайных чисел, использующие статистические свойства физических процессов (например, радиоактивного распада). Однако эти способы недостаточно удобны и редко используются в практике вычислений. Наиболее широкое применение нашел способ получения последовательности псевдослучайных чисел. В этом способе первое случайное число вырабатывается произвольным образом, а каждое последующее получается из предыдущего с помощью различных алгоритмов. Найденные таким образом числа нельзя считать случайными, поскольку они зависят друг от друга. Тем не менее при удачном подборе алгоритма последовательности этих чисел удовлетворяют известным критериям случайности [4] и их можно использовать в расчетах методом Монте-Карло.

В качестве примера алгоритмов получения последовательностей псевдослучайных чисел можно привести метод произведений [4] и метод середины квадратов чисел [5]. В первом методе вначале берется произведение двух случайных чисел η_1 и η_2 , состоящих из $2n$ двоичных чисел. Из $4n$ цифр произведения $\eta_3 = \eta_1 \eta_2$ выбирается число η_3 , состоящее из $2n$ средних цифр (от $n+1$ до $3n$). Это число считается третьим случайным числом. Четвертое случайное число η_4 таким же способом получается из произведения $\eta_4 = \eta_3 \eta_2$ и т. д. В методе середины квадратов каждое

последующее число получается при выборке средних цифр квадрата предыдущего числа.

Достоинство метода псевдослучайных чисел — это возможность двойного счета для проверки правильности работы вычислительного устройства. Недостаток — существование конечных периодов повторения последовательности. Правда, эти периоды велики и на современных электронных вычислительных машинах составляют от 10^7 до 10^{12} чисел.

Внутриядерный каскад является сложным ветвящимся процессом. Генеалогическое дерево этого процесса во многих случаях может оказаться весьма разветвленным. Поэтому важное значение приобретает способ обхода ветвей, учитывающих возможные варианты развития каскада. Один из способов вычислений состоит в том, что в памяти электронной вычислительной машины записывается все дерево, а потом производится его обработка. Недостаток этого способа — большая дополнительная загрузка оперативной памяти вычислительной машины.

Более употребителен другой способ, в котором расчет каскада проводится по поколениям. В этом способе поочередно рассчитываются и обрабатываются частицы каждого отдельного поколения. Этот метод применяется в тех случаях, когда генеалогическое дерево процесса имеет длинные ветви, но число этих ветвей невелико.

И наконец, наиболее часто используемый способ расчета — это так называемый лексиграфический способ, в котором движение происходит по одной из ветвей, а ответвления запоминаются. Расчет по данной ветви доводится до конца (до вылета или поглощения частицы), и его результаты обрабатываются. Затем таким же образом рассматривается каждое из ответвлений.

На рис. 22 приведена структурная схема программы расчета внутриядерного каскада, в которой используется разновидность лексиграфического метода [6]. Расчет начинается с действия оператора $ОП_1$, который выбирает точку входа в ядро, энергию и направление движения падающего нуклона; $ОП_2$ вычисляет пробег нуклона в ядерном веществе, а $ОП_3$ определяет место соударения.

Если пробег частицы оказался больше радиуса ядра, она считается вылетевшей и управление передается $ОП_{15}$. В противном случае расчет переходит к $ОП_4$, который выбирает из числа нуклонов ядра партнера по столкновению. Тип столкновения определяется оператором $ОП_5$.

Если столкновение нуклон-нуклонное, переходим к ОП₆, если π-мезон-нуклонное — к ОП₇; ОП₆ и ОП₇ выбирают вид столкновения (упругое, неупругое с образованием одного π-мезона, неупругое с образованием двух мезонов и т. п.), оператор ОП₉ проверяет запрет столкновения по Паули. Если столкновение состоялось, управление переходит к ОП₁₀, если нет — к ОП₂. ОП₁₀ выделяет поглотившиеся частицы, а характеристики оставшихся частиц записываются для дальнейшей обработки; ОП₁₁ проверяет,

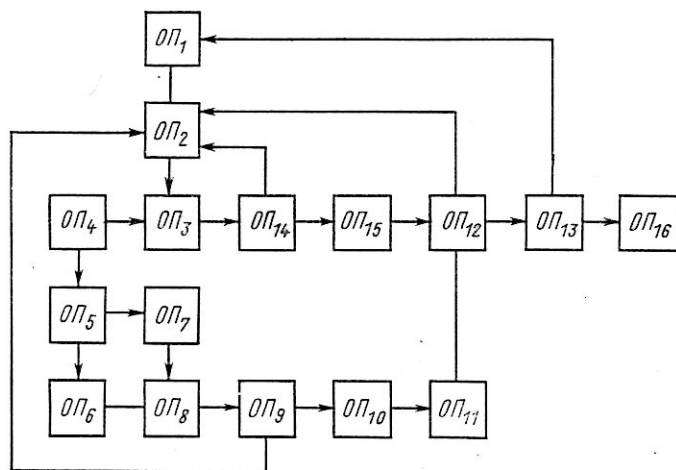


Рис. 22. Структурная схема расчета внутриядерного каскада [6].

есть ли место в блоке запоминания характеристик частиц. Если места нет, он дает команду на прекращение расчета, а если оно есть, то запоминает характеристики частиц (место соударения, кинетическую энергию, направление движения, тип частицы).

Оператор ОП₁₂ проверяет заполнение блока запоминания характеристик частиц. Если в блоке имеются данные о частицах, он считывает характеристики одной из частиц и передает управление в ОП₂. Если записанных частиц нет, управление передается в ОП₁₃, который обрабатывает имеющиеся результаты каскада (рассчитывает кинетическую энергию и энергию возбуждения ядра отдачи). Далее управление передается в оператор ОП₁, если число испытаний меньше заданного числа испытаний, а если равно ему, то в оператор ОП₁₆.

Вылет частиц из ядра рассчитывается оператором $\hat{O}P_{14}$. Если частица вылетает из ядра, управление передается OP_{15} , если частица испытывает отражение, происходит переход к OP_{21} ; OP_{15} запоминает характеристики вылетевших частиц, а OP_{16} обрабатывает данные всех рассчитанных каскадов (строит угловые и энергетические распределения вылетевших частиц распределения ядер отдачи по энергии возбуждения и т. п.).

Точность расчетов, выполненных методом Монте-Карло, зависит как от правильного выбора параметров расчета, так и от числа проведенных испытаний, т. е. от статистики расчета.

При анализе статистической точности можно использовать обычные методы математической статистики. В частности, при сравнении расчетов с экспериментальными данными наиболее часто используется критерий согласия, известный под названием критерия χ^2 . При сравнении по методу χ^2 область значений переменной, функция которой исследуется, разбивают на некоторое число интервалов (обычно оно равно числу экспериментальных точек). Определяют v_i — число событий, попавших в данный интервал. Очевидно, $\sum_{i=1}^l v_i = n$, где n — полное число событий, а l — число интервалов. Величину χ^2 рассчитывают по формуле

$$\tilde{\chi}_{l-1}^2 = \sum_{i=1}^l (v_i - np_i)^2 / (np_i), \quad (3.13)$$

где np_i — математическое ожидание величины v_i . Вводя уровень значимости P (обычно $P \approx 0,05 \div 0,02$) и определив, попадает или нет величина $\tilde{\chi}_{l-1}^2$ в доверительный интервал $[\chi_{l-1}^2(1-P), \chi_{l-1}^2(P)]$, можно (с данным уровнем значимости) установить, согласуются или расходятся расчеты с экспериментальными данными. Необходимые для этой оценки значения функций $\chi_{l-1}^2(P)$ протабулированы [4].

§ 11. Модели ядер и взаимодействие частиц в расчетах каскадного процесса

Расчеты по каскадной модели позволяют достаточно полно учесть свойства реальных ядер, а также взаимодействие частиц друг с другом и с усредненным ядерным потенциалом.

Рассматривая в каскадных расчетах определенную ядерную модель, следует задать следующие характеристики: 1) распределение плотности ядерного вещества; 2) усредненный ядерный потенциал, 3) распределения частиц в ядре по энергиям связи и по импульсам.

Наиболее достоверные сведения о распределениях плотности ядерного вещества в настоящее время можно получить из опытов по рассеянию на ядрах быстрых электронов [7]. Как известно, в этих опытах находится плотность распределения электрического заряда в ядрах, т. е. распределение

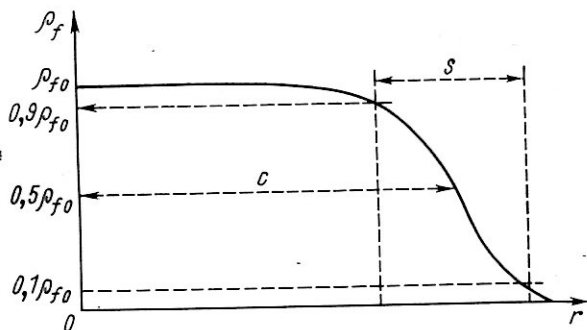


Рис. 23. Распределение Ферми.

протонов. Однако распределение нейтронов, по-видимому, мало отличается от распределения протонов [8]. Поэтому обычно считают, что распределение плотности электрического заряда совпадает с распределением плотности ядерного вещества.

Радиальную зависимость плотности ядерного вещества, полученную в опытах по рассеянию быстрых электронов, принято аппроксимировать функциями вида

$$\rho_f(r) = \rho_{f0} / [1 + \exp \{(r - c)/a\}], \quad (3.14)$$

которые называются функциями распределения Ферми (рис. 23). Здесь c — расстояние, на котором плотность убывает в два раза по сравнению со своим максимальным значением: $\rho_f(c) = 0,5 \rho_f(0)$; a — параметр диффузности, связанный с толщиной диффузного слоя соотношением $s = 4a \ln 3$. Толщина диффузного слоя определяется из следующих соотношений:

$$\rho_f(c - 0,5s) = 0,9\rho_f(0) \text{ и } \rho_f(c + 0,5s) = 0,1\rho_f(0).$$

Значения параметров c и s для некоторых ядер приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры распределения Ферми и однородного распределения с той же величиной среднеквадратического радиуса

Ядро	c , ферми	s , ферми	r_0 , ферми	Ядро	c , ферми	s , ферми	r_0 , ферми
^4He	1,10	1,4	1,30	^{51}V	3,98	2,2	1,26
^6Li	1,56	2,3	1,92	^{58}Ni	4,28	2,5	1,31
^9Be	1,80	2,0	1,39	^{59}Co	4,09	2,5	1,27
^{11}B	2,00	2,0	1,31	^{88}Sr	4,80	2,3	1,20
^{12}C	2,30	1,85	1,42	^{115}In	5,24	2,3	1,19
^{14}N	2,40	1,85	1,33	^{122}Sb	5,32	2,5	1,20
^{16}O	2,60	1,8	1,35	^{181}Ta	6,45	2,8	1,25
^{24}Mg	2,93	2,6	1,33	^{197}Au	6,38	2,32	1,18
^{28}Si	2,95	2,8	1,29	^{208}Pb	6,5	2,3	1,18
^{32}S	3,26	2,6	1,29	^{209}Bi	6,47	2,7	1,20
^{40}Ca	3,64	2,5	1,33				

Распределение (3.14) сферически симметрично. Для ядер, форма которых заметно отличается от сферической, например для ^{181}Ta , распределение плотности ядерного вещества должно зависеть также и от углов.

При использовании распределений вида (3.14) в расчетах внутриядерного каскада возникают трудности вычислительного характера, связанные с тем, что распределения дают нулевую плотность только на бесконечности. Геометрическое поперечное сечение ядра с такой плотностью, строго говоря, также равно бесконечности. Оперировать с таким распределением в расчетах по методу статистических испытаний крайне неудобно: чем больше поперечное сечение ядра, тем меньше плотность по его краям и тем большее число нуклонов пролетит сквозь ядро без взаимодействия. Это приведет к большому числу «холостых» каскадов и к ненужной загрузке электронной вычислительной машины. Поэтому в расчетах по каскадной модели используют различного рода упрощенные распределения.

Ближе всего к распределениям (2.14) находятся «резаннные» распределения Ферми [6, 9]:

$$\begin{cases} \rho_f^{(0)}(r) = \rho_f(r) & \text{при } r \leq R_0; \\ \rho_f^{(0)}(r) = 0 & \text{при } r \geq R_0. \end{cases} \quad (3.15)$$

Радиус обрезания R_0 , который принимается за радиус ядра, рассчитывают из условия $\rho_f(R_0) = 0,1 \rho_f(0)$ (рис. 24).

В работе [10] в качестве распределения плотности ядерного вещества использовалось трапецидальное распределение:

$$\begin{cases} \rho_t(r) = \rho_0 & \text{при } r < b_1; \\ \rho_t(r) = \rho_0 (b_1 - r)/(b_2 - b_1) & \text{при } b_1 \leq r \leq b_2; \\ \rho_t = 0 & \text{при } r > b_2. \end{cases} \quad (3.16)$$

Константы b_1 и b_2 в этих распределениях подбирали таким образом, чтобы трапецидальное распределение наилучшим

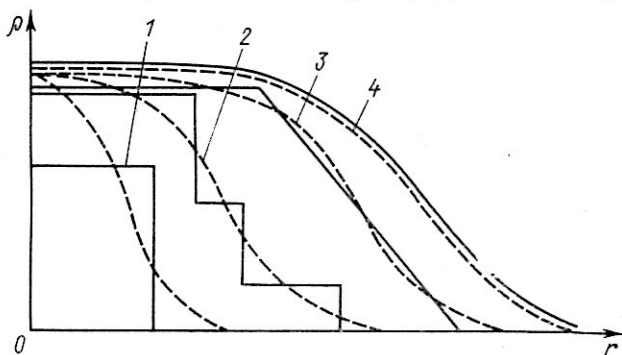


Рис. 24. Функции распределения плотности ядерного вещества, используемые в расчетах внутриядерного каскада:

1 — однородное распределение; 2 — ступенчатое; 3 — трапецидальное; 4 — «обрезанное» распределение Ферми. Штриховыми линиями показаны соответствующие распределения Ферми.

образом аппроксимировало соответствующее распределение Ферми.

В работе [11] диффузную границу ядра учитывали путем разбиения ядра концентрическими сферами на три области. Внутри каждой области плотность ядерного вещества считали постоянной и равной среднему значению плотности распределения Ферми.

В большинстве расчетов по каскадной модели диффузную границу ядра не учитывали и ядро представляли в виде сферы с постоянной плотностью и радиусом $R = \tilde{r}_0 A^{1/3}$ при $\tilde{r}_0 = 1,3 \div 1,4$ ферми. Правильнее было бы в данном случае использовать эквивалентные однородные распределения с теми же значениями среднеквадратического радиуса r_0 , ко-

торые получаются из распределений Ферми. Величины r_0 приведены в табл. 1. Как видно из этой таблицы, параметр r_0 испытывает колебания в пределах от 1,2 до 1,4 ферми.

Рассмотрим теперь вопрос о форме усредненного ядерного потенциала, в котором происходит движение частиц, участвующих в каскаде. Наилучшим приближением для такого потенциала в настоящее время, по-видимому, является реальная часть потенциала оптической модели в форме Вудса — Саксона* [см. соотношение (2.21)]. Этот потенциал повторяет по форме распределение плотности ядерного вещества, даваемое функцией Ферми, но сдвинут в область больших расстояний от центра ядра на величину $\Delta r \approx (0,8 \pm 0,3)$ ферми [8]. Важной особенностью этого потенциала является зависимость от энергии частиц: с увеличением энергии величина этого потенциала постепенно уменьшается до нуля.

Однако введение такого потенциала в расчет каскадного процесса связано с большими дополнительными вычислениями, и поэтому в большинстве случаев при расчетах ядерный потенциал аппроксимируют прямоугольной сферической ямой. Потенциал в таком виде значительно более удобен для расчетов, так как в этом случае частицы вне и внутри потенциальной ямы движутся как свободные по прямолинейным траекториям. Искривление траектории (преломление или отражение) наблюдается только на границе потенциальной ямы. Радиус прямоугольного потенциала, как правило, считают равным радиусу ядра, рассчитанному по модели однородной сферы. В работе [6], где в качестве распределения плотности ядерного вещества использовалось «обрезанное» распределение Ферми, радиус прямоугольного потенциала полагали равным радиусу обрезания, поскольку в этом случае преломление вылетающих из ядра частиц мало отличается от преломления частиц на соответствующем потенциале Вудса — Саксона.

Ступенчатый потенциал, повторяющий ступенчатое распределение плотности ядерного вещества, использовался в работах [10, 11].

В расчетах по каскадной модели должны быть заданы также распределения частиц в ядре по энергиям связи

* Напомним, что мнимая часть потенциала оптической модели описывает поглощение частиц, которое в каскадной модели учитывается непосредственно введением длины свободного пробега частицы в ядерном веществе.

$N(\epsilon_2)$, и по импульсам $N(p_2)$. Экспериментальные данные о распределениях протонов по энергиям связи в легких ядрах и части ядер среднего атомного веса получены при исследованиях реакций $(p, 2p)$ [12] (см. § 6). Если предположить, что для нейтронов соответствующие характеристики мало отличаются от характеристик для протонов, то можно было бы использовать эти данные в расчетах внутриядерного нуклонного каскада. Однако пока имеется лишь одна работа, в которой сделана попытка учесть экспериментальные данные по энергиям связи [13] (рис. 25). В остальных работах, как правило, используют распределение по энергиям связи, даваемое моделью вырожденного ферми-газа, т. е. распределение вида $N(\epsilon_2) \sim (U_0 - \epsilon_{20} - \epsilon_2)^{1/2}$, где U_0 — глубина потенциальной ямы, а ϵ_{20} — энергия связи наименее связанного нуклона (здесь, как и ранее, под энергией связи мы подразумеваем ее абсолютную величину).

Значения U_0 и ϵ_{20} , используемые в модели вырожденного газа Ферми, приведены в табл. 2. В том

случае, когда используется ступенчатое распределение плотности ядерного вещества и соответствующий ему ступенчатый ядерный потенциал, распределение по энергиям связи в каждой из областей рассчитывается как для вырожденного ферми-газа соответствующей плотности [10, 11].

Выбор распределения частиц в ядре по импульсам, так же как и выбор распределения по энергиям связи, — проблема достаточно сложная. До сих пор не проводились расчеты, в которых бы использовались данные об импульсных распределениях нуклонов в ядрах, полученные при исследованиях реакций $(p, 2p)$ (см. § 7). При расчетах в работах [6, 9] использовалось обрезанное гауссово распределение

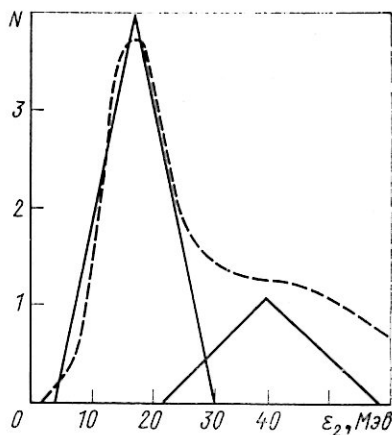


Рис. 25. Распределение нуклонов по энергиям связи в ядре ^{12}C , использовавшееся в работе [13].

Штриховая линия — распределение по энергиям связи, полученное в реакциях $(p, 2p)$ [12]; сплошные кривые — распределения, использованные в расчетах работы [13].

Характеристика модели ядра (вырожденный ферми-газ),

Ядро	Граничные энергии Ферми		Средние энергии связи наименее связанного нуклона ϵ_{20} , Мэв
	Для протонов E_{Fp} , Мэв	Для нейтронов E_{Fn} , Мэв	
^{27}Al	27,8	29,5	9,1
^{64}Cu	26,7	30,2	8,4
^{100}Ru	26,2	30,7	7,9
^{140}Ce	25,2	31,7	7,3
^{209}Bi	24,4	32,2	6,4
^{238}U	24,0	32,7	6,1

* Полный ядерный потенциал $U_p = E_{Fp} + \epsilon_{20}$, $U_n = E_{Fn} + \epsilon_{20}$.

** Энергия обрезания $E_D = \frac{E_{Fp} + E_{Fn}}{2} + \epsilon_{20} + E_c$.

по импульсам с параметрами, найденными в опытах по квазисвободному рассеянию протонов на ядрах (см. § 5).

Чаще всего при расчетах в качестве импульсного распределения нуклонов в ядре использовали распределение ферми-газа.

Рассмотрим вопрос о взаимодействии частиц в ядре друг с другом и с усредненным ядерным потенциалом.

Для расчета пробегов нуклонов в ядерном веществе необходимо задать сечения (p, p) -, (n, n) -и (p, n) -рассеяния: σ_{pp} , σ_{nn} и σ_{pn} . В работах [14, 15] сечения σ_{pp} и σ_{nn} считали одинаковыми и в области энергий от 10 до 335 Мэв определяли из следующего эмпирического соотношения:

$$\sigma_{pp} = \sigma_{nn} = \sigma_{ij} = [(10,63/\beta^2) - (29,92/\beta) + 42,4] \text{ мбарн}, \quad (3.17)$$

где $\beta = v/c$; v — скорость падающего нуклона (ударяемый нуклон неподвижен), а c — скорость света. Сечения (p, n) -рассеяния в этой же области энергий определяли из соотношения

$$\sigma_{pn} = \sigma_{ij} = [(34,10/\beta^2) - (82,2/\beta) + 82,2] \text{ мбарн}. \quad (3.18)$$

Точность, с которой формулы (3.17) и (3.18) аппроксимируют экспериментальные данные, составляет около 6%.

При энергиях от 335 Мэв до 2 Гэв полные сечения нуклон-нуклонного взаимодействия в работах [14, 15] задавали

Таблица 2

которая использовалась при расчетах в работах [14, 15]

Полный ядерный потенциал*		Кулоновская энергия на поверхности ядра $E_c, \text{ Мэв}$	Энергия обрезания** $E_D, \text{ Мэв}$
Для протонов $U_p, \text{ Мэв}$	Для нейтронов $U_n, \text{ Мэв}$		
36,9	38,6	4,8	42,5
35,1	38,6	8,0	44,9
34,1	38,6	10,5	46,8
32,5	39,0	12,4	48,2
30,8	38,6	15,5	50,2
30,1	38,8	16,5	50,9

в виде таблицы, построенной на основе экспериментальных данных (табл. 3). Величину сечения определяли линейной интерполяцией табличных данных.

Таблица 3

Полные сечения взаимодействия нуклонов

Кинетическая энергия нуклона в лабораторной системе координат, Мэв			Кинетическая энергия нуклона в лабораторной системе координат, Мэв		
	$\sigma_{ii}, \text{ мбарн}$	$\sigma_{ij}, \text{ мбарн}$		$\sigma_{ii}, \text{ мбарн}$	$\sigma_{ij}, \text{ мбарн}$
335	24,5	33,0	840	47,2	37,9
410	26,4	34,0	1 160	48,0	40,2
510	30,4	35,1	1 780	44,2	42,7
660	41,2	36,5	3 900	41,0	42,0

Для расчета угловых распределений упруго рассеянных нуклонов в работах [14, 15] использовалась формула

$$(d\sigma/d\Omega) \sim A \cos^4 \theta + B \cos^3 \theta + 1. \quad (3.19)$$

Константы A и B в этой формуле подбирались таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными данными (табл. 4). В области энергий, меньших

335 Мэв, необходимые для расчетов значения констант A и B получали линейной интерполяцией табличных значений. При энергиях от 335 Мэв до 2 Гэв константы A и B считали постоянными в указанных в табл. 4 интервалах энергии.

Таблица 4

Значения констант A и B в угловых распределениях
упруго рассеянных нуклонов

Энергия нуклона в системе центра инерции, Мэв	(n, n)- и (p, p)-рассеяние		(n, n)- и (p, p)-рассеяние	
	A_{ii}	B_{ii}	A_{ij}	B_{ij}
0	0	0	0	0
43	0	0	2,10	-0,22
86	0	0	5,80	-0,70
129	0	0	6,95	-0,56
173	0,05	0	4,30	-0,10
216	0,29	0	3,50	+0,20
259	0,80	0	4,15	+0,50
302	1,85	0	5,35	+0,70
335—410	0,1	0	2,2	-1,0
410—510	0,9	0	1,8	-1,1
510—660	2,7	0	2,3	-0,7
660—840	9,0	0	8,8	-0,2
830—1160	14,3	0	15,0	0
1160—1780	19,2	0	29,4	0
>1780	∞	0	∞	0

При расчетах каскадного процесса в работах [14, 15] учитывали также процессы неупругого взаимодействия нуклонов друг с другом и взаимодействие мезонов с нуклонами ядра. Полное сечение π -мезон-нуклонного рассеяния при энергиях ниже 51 Мэв рассчитывали по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ii} &= [3,7 + 285(\gamma - 1)^3] \text{ мбарн}; \\ \sigma_{ij} &= [6,5 + 23,9(\gamma - 1)] \text{ мбарн}. \end{aligned} \right\} \quad (3.20)$$

Здесь $\sigma_{ii} = \sigma_{\pi^-n} = \sigma_{\pi^+p}$ — сечения (π^-, n) - или (π^+, p) -рассеяния; $\sigma_{ij} = \sigma_{\pi^-p} = \sigma_{\pi^+n}$ — сечения (π^-, p) - или (π^+, n) -рассеяния, а γ — полная энергия π -мезона в единицах энергии покоя мезона $m_{0\pi} c^2$ ($m_{0\pi}$ — масса покоя мезона). Сечения (π^0, p) - и (π^0, n) -рассеяния в рассматриваемых расчетах считались одинаковыми и равными $0,5 (\sigma_{ii} + \sigma_{ij})$.

Поглощение π -мезонов в ядерном веществе рассчитывали в предположении дунуклонного механизма поглощения.

При энергиях, меньших 51 Мэв, величину сечения поглощения определяли по формуле

$$\sigma_{ij(abs)} = 16,4(0,14 + \eta^2)/\eta \text{ мбарн}, \quad (3.21)$$

в которой η — импульс мезона в единицах $m_{0\pi}c$.

При энергиях, больших 51 Мэв, сечения σ_{ii} , σ_{ij} и $\sigma_{ij(abs)}$ для мезонов находили линейной интерполяцией экспериментальных данных, приведенных в табл. 5. Пробег мезона в ядерном веществе определяли по полному сечению взаимодействия, равному сумме сечений рассеяния и поглощения.

Таблица 5

Полное сечение рассеяния и поглощения π -мезонов при взаимодействии с нуклонами [14, 15]

Кинетическая энергия мезона в системе покоящегося нуклона, Мэв	σ_{ii} , мбарн	σ_{ij} , мбарн	$\sigma_{ij(abs)}$, мбарн
49	16	15	20
85	50	21	32
128	114	43	45
184	200	66	36
250	110	44	18
350	51	23	0
540	20	22	0
≥ 1300	30	30	0

В некоторых последующих расчетах внутриядерного каскада авторы использовали уточненные формулы для аппроксимации экспериментальных данных. В частности, при расчетах в работе [10] сечение рассеяния аппроксимировали соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ij} &= (5057,4/E^2 + 9069,2/E + 6,9466) \text{ мбарн} \\ &\text{при } E \leq 40 \text{ Мэв;} \\ \sigma_{ij} &= (239380/E^2 + 18020/E + 27,147) \text{ мбарн} \\ &\text{при } 40 < E \leq 400 \text{ Мэв;} \\ \sigma_{ij} &= 34,5 \text{ мбарн при } 400 \leq E \leq 800 \text{ Мэв,} \end{aligned} \right\} (3.22)$$

где E — кинетическая энергия нуклона.

Для расчета сечений (p, p) - и (n, n) -рассеяния использовали формулы:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ii} &= (1174,8/E^2 + 3088,5/E + 5,3107) \text{ мбарн} \\ &\text{при } E \leq 40 \text{ Мэв;} \\ \sigma_{ii} &= (93074/E^2 + 11,148/E + 22,429) \text{ мбарн} \\ &\text{при } 40 < E \leq 310 \text{ Мэв;} \\ \sigma_{ii} &= (887,37/E^2 + 0,05331E + 3,5475) \text{ мбарн} \\ &\text{при } 310 < E \leq 800 \text{ Мэв.} \end{aligned} \right\} (3.23)$$

Угловые распределения упруго рассеянных нуклонов в этих расчетах рассчитывали с помощью таблиц (табл. 6 и 7) [16—23]. При расчете (p, p) -столкновений учитывали только ядерную часть сечения рассеяния. Полное сечение (p, p) -рассеяния было взято из обзорной работы [24] (табл. 8).

Частицы, участвующие в каскадном процессе, взаимодействуют с усредненным ядерным потенциалом. В модели прямоугольной потенциальной ямы это взаимодействие носит локальный характер, происходит только на границе потенциальной ямы. В моделях с гладким потенциалом частица взаимодействует с потенциалом непрерывно, на всех участках траектории. В результате этого взаимодействия траектория частицы значительно изменяется — частица испытывает преломление и в некоторых случаях полное отражение.

К сожалению, часто при расчетах каскадного процесса эффекты преломления и отражения частиц не учитываются совсем. Исключением являются работы [6, 9, 10]. В работах [6, 9] ядерный потенциал выбирали в виде прямоугольной потенциальной ямы и при расчетах преломления и отражения вылетающих из ядра частиц (нуклонов и мезонов) предполагали, что при прохождении частицей потенциальной ступеньки глубиной U_0 радиальная составляющая ее импульса уменьшается на величину

$$\Delta p_r = p_{1r} - p_{2r}, \quad (3.24)$$

где p_{1r} и p_{2r} — радиальные составляющие до и после прохождения барьера. Величину импульса частицы после прохождения барьера рассчитывали из закона сохранения энергии

$$\sqrt{p_1^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{p_2^2 c^2 + m_0^2 c^4} + U_0, \quad (3.25)$$

где p_1 и p_2 — полный импульс падающей и прошедшей барьер частицы соответственно; m_0 — ее масса покоя, а U_0 —

Угловое распределение упруго рассеянных нейтронов при (n, p) -столкновениях*

cos θ	E, Мэв										
	14	40	60	90	135	200	300	400	600	800	
1,00	0,080	0,099	0,127	0,162	0,183	0,260	0,179	0,226	0,426	0,626	
0,99	0,080	0,099	0,125	0,154	0,163	0,213	0,160	0,180	0,343	0,465	
0,96	0,080	0,097	0,120	0,132	0,139	0,137	0,134	0,148	0,235	0,317	
0,90	0,080	0,095	0,111	0,113	0,121	0,104	0,111	0,123	0,179	0,222	
0,8	0,080	0,091	0,098	0,096	0,096	0,080	0,099	0,104	0,137	0,152	
0,7	0,080	0,088	0,088	0,082	0,076	0,069	0,089	0,091	0,109	0,116	
0,6	0,080	0,085	0,079	0,073	0,062	0,062	0,081	0,081	0,099	0,091	
0,5	0,080	0,082	0,072	0,067	0,053	0,057	0,073	0,074	0,074	0,072	
0,4	0,080	0,079	0,068	0,063	0,0490	0,052	0,066	0,068	0,063	0,061	
0,3	0,080	0,075	0,065	0,060	0,0480	0,0478	0,059	0,062	0,055	0,052	
0,2	0,080	0,073	0,065	0,057	0,0476	0,0445	0,054	0,056	0,055	0,052	
0,1	0,080	0,071	0,064	0,055	0,0478	0,0436	0,050	0,052	0,0481	0,0447	
0	0,080	0,071	0,064	0,055	0,0486	0,0458	0,0488	0,0493	0,0422	0,0398	
-0,1	0,080	0,071	0,065	0,057	0,051	0,051	0,0480	0,0472	0,0378	0,0353	
-0,2	0,080	0,071	0,067	0,060	0,055	0,057	0,0494	0,0467	0,0348	0,0317	
-0,3	0,080	0,072	0,069	0,063	0,060	0,064	0,052	0,0482	0,0331	0,0293	
-0,4	0,080	0,073	0,072	0,068	0,067	0,071	0,057	0,052	0,0334	0,0284	
-0,5	0,080	0,075	0,075	0,075	0,074	0,080	0,063	0,058	0,0365	0,0291	
-0,6	0,080	0,077	0,079	0,082	0,083	0,090	0,063	0,068	0,0430	0,0313	
-0,7	0,080	0,079	0,084	0,092	0,096	0,101	0,086	0,082	0,052	0,0407	
-0,8	0,080	0,082	0,090	0,105	0,120	0,121	0,108	0,102	0,067	0,056	
-0,9	0,080	0,086	0,091	0,123	0,160	0,151	0,143	0,134	0,089	0,078	
-0,96	0,080	0,090	0,107	0,141	0,193	0,196	0,182	0,180	0,126	0,109	
-0,99	0,080	0,094	0,112	0,159	0,216	0,254	0,234	0,252	0,170	0,138	
-1,00	0,080	0,095	0,113	0,187	0,224	0,279	0,331	0,389	0,235	0,183	
									0,329	0,268	

* Дифференциальные сечения упруго рассеянных нейтронов под данным углом θ в системе центра инерции и при данной кинетической энергии падающего нуклона E в лабораторной системе координат приведены в относительных единицах $(d\sigma_{el}/d\Omega)/\sigma_{el}$, где σ_{el} — полное сечение упругого рассеяния

Угловое распределение упруго рассеянных нуклонов при (p, p) - и (n, n) -столкновениях*

$\cos \theta$	$E, \text{ Мэв}$													
	20	40	60	80	100	170	250	310	350	460	560	660	800	
1,00	0,159	0,201	0,194	0,216	0,246	0,299	0,278	0,221	0,190	0,198	0,368	0,72	0,92	
0,96	0,159	0,195	0,184	0,202	0,225	0,255	0,231	0,187	0,168	0,192	0,261	0,318	0,444	
0,9	0,159	0,187	0,171	0,187	0,202	0,210	0,186	0,159	0,171	0,171	0,210	0,264	0,363	
0,8	0,159	0,176	0,162	0,174	0,179	0,174	0,160	0,155	0,156	0,163	0,182	0,219	0,265	
0,7	0,159	0,169	0,160	0,164	0,164	0,157	0,153	0,155	0,156	0,161	0,165	0,184	0,193	
0,6	0,150	0,160	0,157	0,156	0,155	0,146	0,150	0,156	0,156	0,158	0,153	0,156	0,143	
0,4	0,159	0,146	0,154	0,148	0,144	0,140	0,150	0,156	0,157	0,157	0,139	0,115	0,076	
0,2	0,159	0,143	0,154	0,146	0,138	0,140	0,148	0,158	0,162	0,151	0,128	0,091	0,0475	
0	0,159	0,143	0,154	0,145	0,138	0,140	0,148	0,159	0,162	0,147	1,123	0,082	0,0399	

* Дифференциальные сечения упруго рассеянных нуклонов под данным θ углом в системе центра инерции и при данной кинетической энергии падающего нуклона E в лабораторной системе координат приведены в относительных единицах $\Delta\sigma_{el} = 2 \times X (d\sigma_{el}/d\Omega)/\sigma_{el}$, где σ_{el} — полное сечение упругого рассеяния.

Полное сечение упругого рассеяния σ_{el} и полное сечение нуклон-нуклонных столкновений σ_{tot} в зависимости от энергии падающего нуклона в лабораторной системе координат E

(n, p)-столкновения			(p, p)- и (n, n)-столкновения		
$E, \text{ Мэв}$	$\sigma_{el}, \text{ мбарн}$	$\sigma_{tot}, \text{ мбарн}$	$E, \text{ Мэв}$	$\sigma_{el}, \text{ мбарн}$	$\sigma_{tot}, \text{ мбарн}$
25	381	381	40	80,6	80,6
40	214,5	214,5	60	48,0	48,0
60	130,0	130,0	80	36,6	36,6
90	78,0	78,0	100	31,6	31,6
135	53,5	53,5	170	25,9	25,9
			250	24,0	24,0
200	41,6	41,6	310	23,1	23,1
300	35,9	35,9	350	23,1	24,0
400	33,5	34,2	460	23,5	28,3
600	25,9	34,3	560	24,9	33,6
800	18,9	34,9	660	25,0	41,5
			800	22,3	47

глубина потенциальной ямы. В том случае, когда оказывалось, что $\Delta p \leq 0$, частицу считали отразившейся. В работе [10] преломление учитывали не только для вылетающих из ядра, но и для падающих на ядро частиц. При этом, поскольку использовался ядерный потенциал ступенчатой формы, преломление рассчитывали на каждой ступеньке.

Анализируя классический метод расчета каскадной модели (см. § 9), мы отмечали, что наибольшие трудности в обосновании этого метода возникают при рассмотрении взаимодействия каскадных частиц с ядерным потенциалом. Нетрудно показать, что классический расчет взаимодействия с ядерным потенциалом во многих случаях может дать результат, который существенно отличается от результата последовательного квантовомеханического рассмотрения. Пусть, например, на ядро падает поток частиц, орбитальный момент которых относительно центра ядра в области действия ядерных сил близок к нулю. Такие частицы согласно квантовой механике испытывают на ядерном потенциале почти сферически симметричное рассеяние. В то же время если частицы классические, то их угловое распределение существенно отличается от изотропного: они преимущественно рассеиваются вперед. Этот пример по-

казывает, что к классическим расчетам преломления и отражения каскадных частиц следует подходить с большой осторожностью.

Однако некоторые характеристики взаимодействия каскадных частиц с ядерным потенциалом можно учесть достаточно точно. Такой характеристикой, в частности, является вероятность проникновения частиц через потенциальный барьер. В настоящее время имеется лишь небольшое число работ, посвященных расчетам проницаемостей и зависящих от них величин. В работах [25, 26] приведены результаты расчетов поперечных сечений образования составного ядра. Ядерный потенциал при расчетах представлялся в виде прямоугольной потенциальной ямы, а волновая функция частицы внутри ядра принималась равной $S e^{i k r}$ ($-i k r$). После того как в опытах по рассеянию быстрых электронов на ядрах было установлено, что ядро имеет диффузную границу, появились еще две работы [27, 28], в которых оценивается влияние диффузной границы на коэффициенты прохождения. В работе [27] рассчитаны проницаемости различных ядер для медленных частиц (s -волна), в работе [28] — проницаемости ядра ^{118}Sn для протонов с энергиями от 1 до 10 $Mэв$. В этих работах из-за больших вычислительных трудностей при расчете проницаемостей заряженных частиц использовался приближенный метод ВКБ. Было установлено, что введение диффузной границы приводит к увеличению проницаемостей.

Общий недостаток этих работ — небольшой интервал энергий и орбитальных моментов частиц, для которых проведены расчеты. Поэтому использовать результаты указанных работ в расчетах по каскадной модели нельзя. Первые подробные расчеты проницаемостей для группы ядер в широкой области энергий (от 5 до 130 $Mэв$) и орбитальных моментов (до $l = 20$ при $E = 130 Mэв$) были выполнены в работе [29]. В этой работе использовался зависящий от энергии трапецеидальный потенциал с параметрами, подобранными в соответствии с экспериментальными данными по упругому рассеянию электронов.

Схема расчета, а также результаты расчетов проницаемостей на ядрах ^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al , ^{56}Fe и ^{79}Br приведены в Приложении 4.

В литературе имеются также данные о проницаемостях ядер ^{64}Zn , ^{144}Nd и ^{232}Th [30]. К сожалению, они ограничиваются значениями орбитальных моментов $0 < l < 8$ и энергией $0 < E < 14 Mэв$.

§ 12. Распад возбужденных ядер

Внутриядерный каскад завершается вылетом быстрых частиц и образованием остаточных ядер со средней энергией возбуждения от 50 до 100 *Мэв*. Процесс распада таких ядер очень сложен и зависит как от предшествующей ему каскадной стадии, так и от структуры начального ядра-мишени. В связи с отсутствием какой-либо теории, адекватной этому процессу, для описания распада остаточных ядер используют модельные представления, разработанные в смежных областях ядерной физики. К таким модельным представлениям относятся статистическая модель множественного образования частиц Ферми [31—33] и модель испарения Бора — Вайскопфа [34—36].

Условием применимости этих моделей является независимость способа распада системы от способа ее образования. Очевидно, это требование противоречит действительной картине распада остаточных ядер и его можно принять только как грубое приближение.

В том случае, когда каскад развивается в легком ядре, образование возбужденного ядра можно рассматривать как процесс мгновенного выделения большой порции энергии в ядерном объеме. Если взаимодействие частиц друг с другом достаточно велико, то энергия, согласно статистическим законам, быстро распределится по всем степеням свободы. Затем объем, в котором находятся ядерные частицы, начнет быстро расширяться, концентрация энергии упадет и ядро распадется на составлявшие его частицы. Такой процесс распада ядер будем называть прямым распадом и для его описания пользоваться результатами теории множественного образования частиц Ферми.

Приведем некоторые количественные соотношения. Рассмотрим процесс распада, в результате которого *n* взаимодействовавших частиц, находившихся в объеме Ω в состоянии Φ_Ω , переходят в новое состояние Φ_n , взаимодействие в котором между ними отсутствует. Вероятность такого распада определяется соотношением

$$W_{n\Omega} = (2\pi/\hbar) |(\Phi_n, \hat{T}\Phi_\Omega)|^2 \rho_n(E_R), \quad (3.26)$$

где \hat{T} — оператор взаимодействия частиц, имеющий, очевидно, смысл, отличный от ранее введенного [см. формулу (1.17)] оператора рассеяния, а $\rho_n(E_R)$ — число конечных состояний в единичном энергетическом интервале.

В модели Ферми предполагается, что квадрат матричного элемента оператора взаимодействия пропорционален вероятности того, что все частицы, отвечающие данному состоянию, одновременно находятся в объеме Ω (в системе центра инерции):

$$|(\Phi_n, \hat{T}\Phi_\Omega)|^2 = D^2 (\Omega/V)^{n-1}, \quad (3.27)$$

где V — нормировочный объем, а D — постоянная, равная по порядку величины потенциальной энергии частиц в ядре (показатель степени равен $n-1$, а не n , так как в системе центра инерции независимыми переменными являются импульсы и координаты только $n-1$ частиц).

Плотность числа конечных состояний в нерелятивистском случае с учетом законов сохранения энергии и импульса выражается следующим образом [37]:

$$\rho_n(E_K) = \frac{(2\pi)^{(3n-1/2)} NV^{n-1} \prod_{i=1}^n M_i^{3/2} E_K^{(3n-5/2)}}{h^3 (n-3) N' \Gamma[3(n-1)/2] M^{3/2}}. \quad (3.28)$$

Здесь E_K — полная кинетическая энергия в конечном состоянии; M_i — масса i -й частицы; $M = \sum_{i=1}^n M_i$; Γ — гамма-функция, а N и N' учитывают число проекций спина и тождественность частиц: $N = \prod_{i=1}^n (2I_i + 1)$, где I_i — спин i -й частицы, и $N' = \prod_{j=1}^{n'} n_j$, где n' — число групп тождественных частиц, а n_j — число частиц в j -й группе.

Окончательное выражение для вероятности распада в модели Ферми получим, подставив (3.27) и (3.28) в (3.26):

$$W_{n\Omega} = \frac{(2\pi)^{(3n+1/2)} ND^2 \Omega^{n-1} \prod_{i=1}^n M_i^{3/2} E_K^{(3n-5/2)}}{h^{3n-2} N' \Gamma[3(n-1)/2] M^{3/2}}. \quad (3.29)$$

В этом выражении только два параметра — D и Ω . При расчете относительных вероятностей распада остается только один параметр Ω — объем, в котором находятся в начальный момент взаимодействующие частицы. В расчетах прямого распада сильно возбужденных ядер этот объем обычно считают равным объему ядра, рассчитанному по модели однородной сферы: $\Omega 4\pi r_0^3 A/3$, где $r_0 \approx 1,3$ ферми, и A — массовое число ядра.

Модель прямого распада можно использовать только в том случае, если энергия возбуждения, приходящаяся на отдельные частицы ядра, значительно больше их энергий связи, т. е. этой моделью целесообразно пользоваться при рассмотрении распада сильно возбужденных легких ядер.

В случае тяжелых ядер и ядер среднего атомного веса перераспределение энергии возбуждения часто приводит к тому, что ни одна из частиц не сможет вылететь из ядра. Должно будет пройти значительное время, пока на одной из частиц сконцентрируется энергия, необходимая для ее излучения. Состояния таких ядер будут иметь много общего с состояниями возбужденных составных ядер, распад которых рассматривается как процесс испарения частиц «нагретым» ядром [38].

Рассматривая термодинамическое равновесие между возбужденным ядром и «насыщенным паром» частиц, можно вероятность распада ядра с испусканием некоторой частицы выразить через сечение образования составного ядра той же самой частицей:

$$W(E_K) dE_K = \frac{(2I+1) M \sigma_c(E_K, U_B) \omega_B(U_B)}{\pi^3 \hbar^3 \omega_A(U_A)} dE_K. \quad (3.30)$$

В этой формуле индексы A и B относятся к начальному (до испарения частицы) и конечному (после испарения) состояниям; E_K , M и I — кинетическая энергия, масса и спин испаряемой частицы соответственно; $\sigma_c(E_K, U_B)$ — сечение образования составного ядра этой же частицей (где U_B — энергия возбуждения бомбардируемого ядра) и $\omega_A(U_A)$, $\omega_B(U_B)$ — плотности уровней ядер A и B , имеющих соответствующие энергии возбуждения.

Чтобы по формуле (3.30) рассчитать вероятность распада, нужно знать сечение образования составного ядра и плотность уровней начального и конечного ядер. Сечение образования составного ядра при данной энергии возбуждения можно получить из экспериментальных данных, если известна его зависимость от энергии возбуждения бомбардируемого ядра. Обычно этой зависимостью пренебрегают и считают*, что

$$\sigma_c(E_K, U_B) = \sigma_c(E_K, 0). \quad (3.31)$$

* Более подробное освещение этой, а также некоторых других проблем модели испарения можно найти в работах [39, 40].

Плотность уровней ядра, входящую в формулу (3.30), принято выражать в виде функции от энергии возбуждения U и некоторого параметра a , называемого параметром плотности уровней. В модели газа Ферми невзаимодействующих частиц плотность уровней через энергию возбуждения и параметр a выражается следующим образом:

$$\omega(U) = C \exp(2\sqrt{aU}). \quad (3.32)$$

Здесь $a = \pi^2 A / 4E_F$ (A — число частиц данного сорта в ядре, E_F — граничная энергия Ферми) и C — слабо меняющаяся функция (обычно ее считают постоянной).

В практике при расчетах по модели испарения использовались и другие зависимости:

$$\omega(U) = C \exp(U/t) \quad [41] \quad (3.33)$$

(t — температура);

$$\omega(U) = CU^{-2} \exp(2\sqrt{aU}) \quad [42]; \quad (3.34)$$

$$\omega(U) = CA^{-2}(U + \tau)^{-2} \exp\left[2(AU/11)^{1/2} + \frac{3}{32}(11/U)^{2/3}\right] \quad [43], \quad (3.35)$$

где $\tau = (10,5U/A)^{1/2} - 7,9/A$.

Сравнение расчетов, в которых использовались эти формулы, с экспериментальными данными показало, что эксперименту лучше удовлетворяет формула (3.34) [44].

До сих пор мы рассматривали процесс испарения как процесс эмиссии одной частицы. Однако если энергия возбуждения остаточного ядра значительно больше энергии, теряемой при испарении одной частицы, то становится возможным испускание нескольких частиц. Предполагая, что и при больших энергиях возбуждения частицы испускаются ядром последовательно и независимо, а ядро между двумя последовательными актами испускания успевает прийти в состояние термодинамического равновесия, можно рассчитать каскадное испарение нескольких частиц, используя в качестве основы соотношения, полученные для одной частицы.

Такие расчеты были выполнены некоторыми авторами. Применялись различные методы, как приближенные аналитические [45—49], так и метод Монте-Карло [50—52].

В расчетах каскадного испарения по методу Монте-Карло чаще всего используется схема, разработанная Ле-

Кутером [47]. В этих расчетах плотность уровней выражается формулами (3.32) или (3.34), а параметр плотности уровней a записывается различным образом в зависимости от типа излучаемой частицы. В частности, для нейтронов, протонов и ядер трития он имеет вид

$$\left. \begin{aligned} a_n^{1/2} &= a_0^{1/2} (1 - 1,3\theta/A); \\ a_p^{1/2} &= a_0^{1/2} (1 + 1,3\theta/A); \\ a_t^{1/2} &= a_0^{1/2} (1 - A^{-1} - 1,3A^{-1}\theta), \end{aligned} \right\} \quad (3.36)$$

где $\theta = (N - Z) A^{-1}$, N и Z — число нейтронов и протонов в ядре соответственно; $A = N + Z$, а параметр a_0 принимает значения от 0,05 до 0,1 Мэв.

§ 13. Расчеты внутриядерного нуклонного каскада

Рассмотрим некоторые результаты расчетов внутриядерного нуклонного каскада, т. е. каскада, в котором не учитывалось взаимодействие со сложными внутриядерными образованиями.

Прозрачность ядер и полное сечение неупругого взаимодействия. Прозрачность ядер (прозрачность $T = 1 - \eta$, где η — доля падающих частиц, испытавших столкновения с частицами ядра) и полное сечение неупругого взаимодействия зависят от распределения плотности ядерного вещества, размеров ядер и среднего пробега падающих частиц в ядерном веществе. Поскольку последний параметр определяется сечениями нуклон-нуклонных столкновений и в расчетах, выполненных различными авторами, имеет приблизительно одну и ту же величину, интересно выяснить, как влияет на прозрачность и полное сечение неупругого взаимодействия распределение плотности ядерного вещества.

Прозрачность ядер, рассчитанная по моделям с постоянным [14] и фермиевским обрезанным [6] распределениями плотности ядерного вещества приведена в табл. 9. Из таблицы видно, что учет диффузной границы ядра приводит к увеличению прозрачности ядер, однако полное поперечное сечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами при этом почти не изменяется: увеличение прозрачности ядер компенсируется увеличением их геометрических размеров.

Прозрачность ядер и полное сечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами

Массовое число ядра- мишени A	Энергия протонов, $Mэв$	Прозрачность T		Полное сечение неупругого взаимодей- ствия, $мб$		Эксперимент*
		Ядро с диффуз- ной границей [6, 9]	Ядро с постоянной плотностью [14, 15]**	Ядро с диф- фузной гра- ницей [6, 9]	Ядро с постоянной плотностью [14, 15]	
28	150	$0,50 \pm 0,08$	$0,27 \pm 0,02$ ($E_p=155$)	300 ± 50	354 ± 7 ($E_p=155$)	410 ± 10
28	340	$0,42 \pm 0,05^*$	$0,27 \pm 0,02$ ($E_p=364$)	$350 \pm 30^*$	349 ± 7 ($E_p=364$)	410 ± 10
28	660	$0,32 \pm 0,04^*$	$0,17 \pm 0,02$ ($E_p=690$)	$400 \pm 30^*$	408 ± 8 ($E_p=690$)	410 ± 10
95	150	$0,17 \pm 0,13$	$0,16 \pm 0,01$ ($E_p=155$)	990 ± 40	930 ± 90 ($E_p=155$)	1010 ± 20
95	660	$0,14 \pm 0,03^*$	$0,05 \pm 0,02$ ($E_p=690$)	$1030 \pm 40^*$	1010 ± 30 ($E_p=690$)	1010 ± 20
197	150	$0,07 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,02$ ($E_p=155$)	1660 ± 40	1640 ± 30 ($E_p=155$)	1560 ± 40
197	340	$0,15 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$ ($E_p=364$)	1520 ± 40	1620 ± 30 ($E_p=364$)	—
		$0,17 \pm 0,03^*$	—	1480 ± 50	—	—
197	660	$0,10 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,01$ ($E_p=690$)	1610 ± 20	1670 ± 30 ($E_p=690$)	1560 ± 40
		$0,14 \pm 0,03^*$	—	$1530 \pm 50^*$	—	—

* Образование мезонов не учитывалось.

** Значение прозрачности и полного сечения неупругого взаимодействия для $A=28, 95$ и 197 получены из расчетных данных работ [14, 15] интерполяцией.

* Приведены усредненные экспериментальные значения сечений неупругого взаимодействия, полученные Б. Б. Говорковым на основе анализа экспериментальных данных (частное сообщение).

В табл. 9 и 10 приведены также расчетные и экспериментальные данные по полным сечениям неупругого взаимодействия. Из приведенных данных видно, что различные варианты расчета (с однородной [14], ступенчатой [11] и обрзанной фермиевской [6] плотностью ядерного вещества) дают близкие и хорошо согласующиеся с экспериментом [53, 54] величины сечений.

Таблица 10

Сечение неупругого взаимодействия протонов и нейтронов с ядрами

Бомбардирующая частица	Энергия, Мэв	Мишень	Сечение неупругого взаимодействия, мбарн	
			Расчет[11]	Эксперимент[53, 54]
Протон	185\}	Be	187 ± 7	172 ± 17
	305\}		176 ± 7	151 ± 15
	185\}	Al	417 ± 9	408 ± 41
	305\}		394 ± 11	334 ± 33
	170\}	Cu	795 ± 23	—
	185\}		—	746 ± 75
	240\}	U	747 ± 23	667 ± 67
	185\}		1825 ± 38	1900 ± 190
305\}	1754 ± 28		1600 ± 160	
Нейтрон	95	Be	217 ± 7	210 ± 8
	84\}	Al	502 ± 16	500 ± 50
	300\}		383 ± 11	390 ± 23
	84\}	Cu	825 ± 23	910 ± 50
	300\}		725 ± 16	755 ± 33
	84\}	Pb	1654 ± 26	1850 ± 180
	300\}		1552 ± 27	1720 ± 80

В расчетах предполагалось, что падающие на ядро нуклоны преломление не испытывают. Это предположение хорошо согласуется с экспериментальными данными по упругому рассеянию нуклонов на ядрах, которые свидетельствуют о том, что ядерный преломляющий потенциал для нуклонов высоких энергий мал (см. табл. П 4.1). Если же, не считаясь с этим фактором, ввести для падающих на ядро частиц не зависящий от скорости преломляющий потенциал глубиной 40 Мэв, то фокусировка частиц данным потенциалом приводит к значительному увеличению вероятности неупругого взаимодействия и рас-

считанные сечения неупругого взаимодействия оказываются существенно больше наблюдаемых на опыте [10].

Выход вторичных нуклонов, их угловое и энергетическое распределение. Основными характеристиками расчетов по каскадной модели, позволяющими судить о правильности того или иного ее варианта, являются выходы вторичных частиц и их угловые и энергетические распределения. Знание и правильное прогнозирование этих характе-

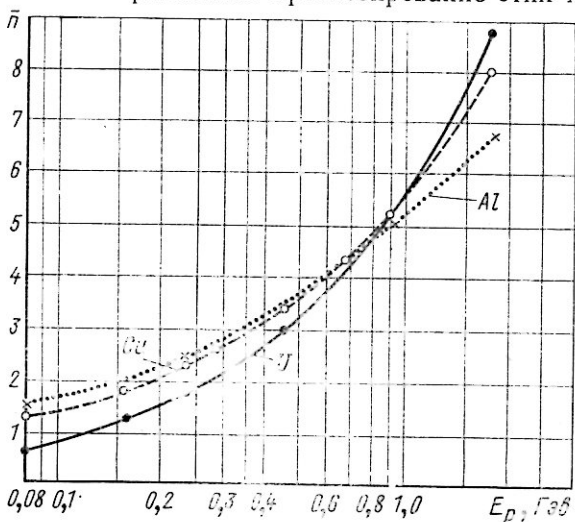


Рис. 26. Зависимость среднего числа каскадных нуклонов, образующихся при одном неупругом взаимодействии протонов с ядрами, от энергии падающих протонов [14, 15].

ристик приобретает особую важность в связи с многочисленными практическими приложениями каскадной модели для расчетов защиты ускорителей частиц высоких энергий, для оценки радиационной обстановки в отсеках космических кораблей в условиях жестких солнечных вспышек [40] и т. д. Зависимость среднего числа каскадных частиц от энергии падающих протонов [14, 15] показана на рис. 26. Эта зависимость весьма своеобразна.

При энергиях, меньших 400—500 Мэв, когда разветвленность каскада мала, среднее число каскадных нуклонов возрастает с уменьшением атомного номера мишени. Это связано с тем, что при данных энергиях каскадные нуклоны возникают в основном в результате однократных и дву-

кратных столкновений, а доля таких столкновений в легких ядрах среднего атомного веса больше, чем в тяжелых.

При энергиях, больших 600—800 Мэв, зависимость от атомного номера становится обратной — среднее число каскадных нуклонов увеличивается при увеличении атомного номера ядра-мишени. При этих энергиях основную роль играет разветвленность каскада, которая больше в тяжелых ядрах.

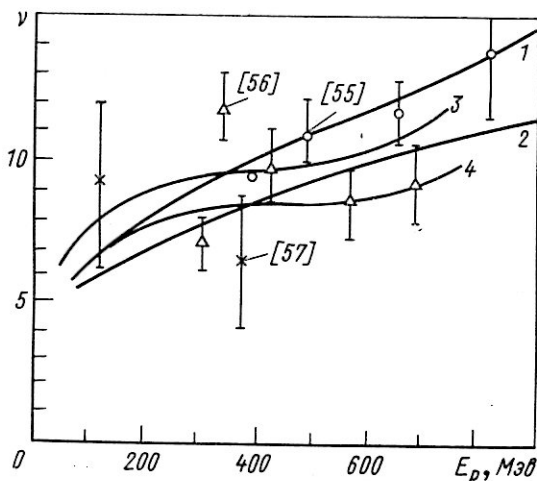


Рис. 27. Среднее число нейтронов, $\bar{\nu}$ образующихся при одном неупругом взаимодействии протонов с ядрами Pb.

Среднее число вторичных нейтронов, образующихся при облучении Pb протонами различных энергий, показано на рис. 27 [55—58]. Здесь приведены результаты расчетов по каскадной модели с учетом испарения нейтронов послекаскадным возбужденным ядром (кривые 1—4). При построении кривых 1 и 2 [58] использованы расчетные данные каскадного и испарительного процесса, полученные в работах [14, 15, 51]. Для кривой 1 параметр плотности уровней $a = A/10$, а для кривой 2 — $a = A/20$. Кривые 3 и 4 рассчитаны в работе [59]. Каскадную стадию в этой работе рассчитывали так же, как и в работах [14, 15], а испарительную стадию рассчитывали по Ле-Кутеру [47] (см. § 3). Параметр плотности уровней в этих расчетах считали равным $a_0 = 0,1 \text{ Мэв}^{-1}$ (кривая 3) и $a_0 =$

$= 0,05 \text{ Мэв}^{-1}$ (кривая 4). Из рисунка видно, что теоретические результаты, несмотря на различия в значениях параметров, принятых при расчете испарения, удовлетворительно согласуются друг с другом и с экспериментом.

Зависимость среднего числа вторичных нейтронов от массового числа мишени при энергии падающих протонов 660 Мэв показана на рис. 28. Расчет [59], проведенный при значении параметра плотности уровней $a_0 = 0,1 \text{ Мэв}^{-1}$ для всех ядер, за исключением Ni, удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [55].

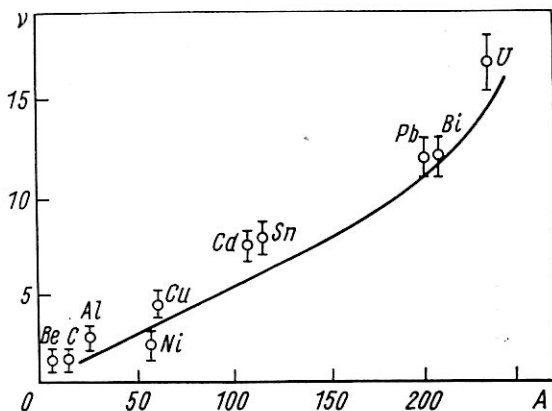


Рис. 28. Зависимость среднего числа нейтронов, образующихся при одном неупругом взаимодействии протонов с энергией 660 Мэв с ядрами, от массового числа.

Точки — результаты эксперимента [55]; кривая — расчет по каскадной модели [59].

В табл. 11 и 12 рассчитанные по каскадной модели числа вторичных каскадных частиц [14, 15, 59] сравниваются с измеренными на опыте [60, 61]. Как видно из таблиц, расчет дает несколько завышенные числа вторичных каскадных частиц. Этот результат не является совершенно неожиданным, поскольку в расчетах не учитывалось отражение вылетающих из ядра каскадных нуклонов.

Угловые распределения нуклонов, вылетающих из ядра в каскадном процессе, резко анизотропны с преимущественным испусканием частиц в направлении пучка. С увеличением энергии падающих частиц и с уменьшением атомного номера ядра-мишени анизотропия в угловом распределении

Таблица 11

Среднее число частиц, образующихся при облучении тяжелых ядер фотоэмульсии протонами с энергией 950 Мэв

Вид частиц	Эксперимент [60]	Расчет [14, 15]
Ливневые	$0,54 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0,02$
Серые лучи	$1,11 \pm 0,07$	$1,77 \pm 0,05$
Черные лучи	$2,61 \pm 0,11$	$3,55 \pm 0,07$
Полное число	$4,26 \pm 0,18$	$5,62 \pm 0,1$
Заряженные мезоны	$0,18 \pm 0,05$	$0,30 \pm 0,02$

Таблица 12

Среднее число вторичных нуклонов с энергиями от 60 до 600 Мэв, образующихся при одном неупругом взаимодействии с ядрами протонов с энергией 660 Мэв

Мишень	Среднее число вторичных нуклонов		
	Эксперимент [61]	Расчет	
		[14, 15]	[59]
C	$2,4 \pm 3$	$2,5 \pm 0,1$	2,0
Al	$2,5 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,1$	—
Ni	$2,1 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,1$	2,4
Cu	$2,1 \pm 0,3$	—	—
Cd	$2,0 \pm 0,3$	—	—
Pb	$1,8 \pm 0,3$	—	2,4
U	$1,7 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,1$	—

растет. На рис. 29 приведены угловые распределения протонов с энергией больше 90 Мэв, образующихся при облучении тяжелых ядер фотоэмульсии протонами с энергией $E_p \approx 300$ Мэв. Распределения, показанные пунктирной и штриховой диаграммами, рассчитаны по каскадной модели для ядра с постоянной [14] и ступенчатой [10] плотностью. Гистограмма, проведенная сплошной линией, — экспериментальные данные работы [62]. Из рисунка видно, что результаты расчета удовлетворительно согласуются друг с другом и с экспериментальными данными.

Угловые распределения вторичных нуклонов с энергией больше 60 Мэв, образующихся при облучении Al протонами с энергией 660 Мэв, показаны на рис. 30. Так же как и в случае тяжелых ядер фотоэмульсий, наблюдается удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными.

Рассмотренные данные по полным сечениям неупругого взаимодействия, выходам и угловым распределениям вторичных частиц показывают, что эти характеристики слабо зависят от предположений о структуре ядер и определяются механизмом нуклон-ядерных столкновений, принятым в каскадной модели. Согласно различных вариантов расче-

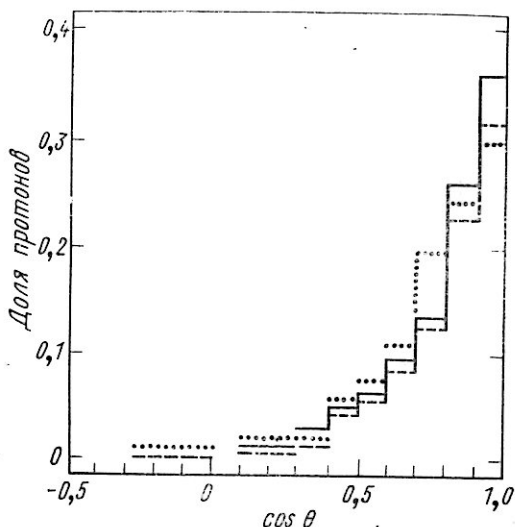


Рис. 29. Угловые распределения каскадных протонов с энергией больше 90 Мэв, образующихся при облучении тяжелых ядер фотоэмульсии протонами:

— результаты эксперимента, энергия падающих протонов $E_p = 310$ Мэв; — — — результаты расчета, $E_p = 310$ Мэв, ядра AgBr; · · · — результаты расчета $E_p = 286$ Мэв, ядро ^{100}Ru .
Статистическая погрешность во всех случаях около 10%.

тов друг с другом и с экспериментальными результатами свидетельствует о том, что при больших энергиях взаимодействие падающего нуклона с ядром действительно определяется каскадом квазисвободных столкновений с отдельными нуклонами ядра, и тем самым подтверждает справедливость основного исходного предположения каскадной теории.

В отличие от полных сечений, выходов и угловых распределений каскадных частиц энергетические спектры вто-

ричных нуклонов, рассчитанные по каскадной модели, во многих случаях существенно отличаются от экспериментальных. Особенно велики расхождения для спектров, наблюдаемых под небольшими углами относительно пучка первичных частиц. На рис. 31 и 32 приведены энергетические спектры нейтронов, образующихся при облучении ядра ^{12}C протонами с энергией 171 Мэв и ядра ^{207}Pb протонами

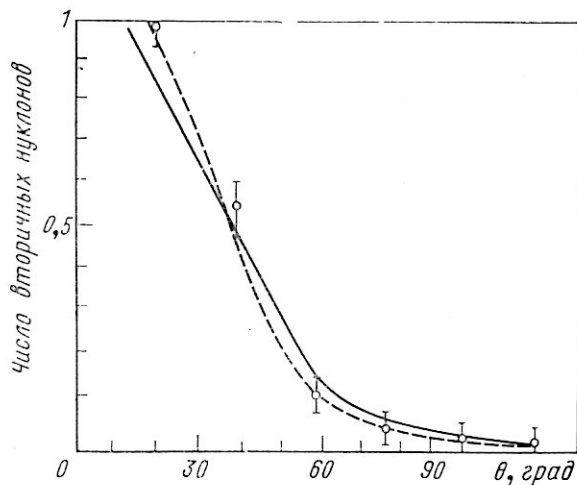


Рис. 30. Угловые распределения быстрых вторичных каскадных нуклонов, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 660 Мэв с ядрами Al:

○ — результаты эксперимента [61], энергия вторичных нуклонов $E > 60$ Мэв; — — — каскадный расчет для ядра с диффузной границей, с учетом преломления и отражения нуклонов [6], $E > 80$ Мэв; — — — расчет по модели с однородной плотностью, преломление и отражение нуклонов не учитывались [15], $E > 90$ Мэв. Статистическая погрешность во всех случаях около 10%.

с энергией 143 Мэв. Теоретические спектры рассчитаны по модели со ступенчатым распределением плотности и ступенчатым ядерным потенциалом. Из рисунков видно, что теоретический максимум в области высоких энергий, соответствующий однократным столкновениям, оказывается значительно уже экспериментального и сдвинут относительно последнего в область больших энергий. Причину расхождения следует искать прежде всего в том, что в расчетах использовалась очень грубая модель ядра. Действительно, в соответствии со ступенчатыми плотностью и потенциа-

лом, принятыми в этих расчетах, нуклоны ядра ^{12}C находятся в потенциальных ямах глубиной 38,2; 26,8 и 11,7 Мэв, причем в последних двух находится наибольшее число нуклонов. В то же время из экспериментальных данных по реакциям $(p, 2p)$ следует, что энергии связи нуклонов в ядре ^{12}C имеют величину, превышающую 60 Мэв (см. рис. 25), т. е. реальная глубина ядерного потенциала

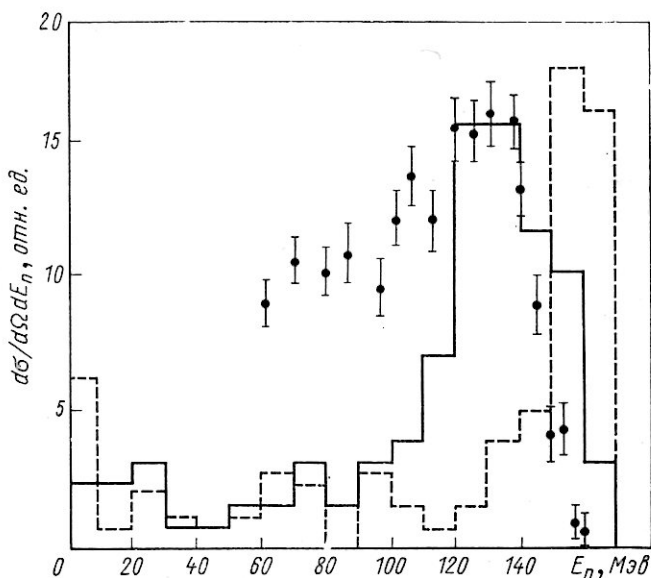


Рис. 31. Энергетические спектры нейтронов, образующихся при облучении протонами с энергией 171 Мэв:

● — результаты эксперимента [63], полученные под углом $2,5^\circ$ к направлению пучка; — — — гистограммы рассчитаны в работах [11] и [13] в интервале углов $0-15^\circ$.

существенно больше той, которая учитывалась при расчетах в работе [11]. Поэтому в работе [13] была сделана попытка учесть данные по энергиям связи, полученные в реакциях $(p, 2p)$. В этой работе использовали распределение нуклонов по энергиям связи ϵ_2 , показанное на рис. 25 сплошной линией, глубину потенциальной ямы считали равной $U = 56$ Мэв, а кинетическую энергию нуклонов в ядре определяли из равенства $E_n = U - \epsilon_2$. Преломление и отражение нуклонов не учитывали. Результаты расчетов показаны на рис. 31 сплошной линией. Из рисунка видно,

что правильный учет глубины потенциальной ямы приведет к лучшему согласию расчета с опытом в области энергий, соответствующих однократным столкновениям.

В области энергий протонов, лежащих ниже максимума однократных столкновений, оба варианта расчета дают заниженные числа вторичных нейтронов. Это расхождение, возможно, связано с тем, что в расчетах не учитывали рассеяние вылетающих нуклонов на ядерном потенциале.

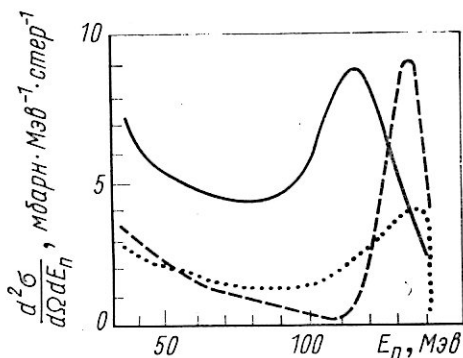


Рис. 32. Энергетический спектр нейтронов, образующихся при облучении ^{207}Pb протонами с энергией 143 Мэв:

— экспериментальный спектр под углом 0° [64]; \dots и $-\cdot-\cdot-$ расчет по каскадной модели с учетом и без учета отражения и преломления вылетающих нуклонов [10] соответственно. Статистическая погрешность расчета около 20%.

Учет рассеяния привел бы к попаданию в рассматриваемый угловой интервал значительного числа протонов средних и малых энергий.

При увеличении энергии падающих частиц и угла, под которым наблюдается спектр вторичных нуклонов, согласно расчетов с экспериментом улучшается. Это видно на рис. 33 и 34. Энергетический спектр протонов, образующихся под углом 30° к пучку при облучении ядер ^{12}C протонами, вполне удовлетворительно объясняется тем же самым вариантом каскадной модели, который оказался несостоятельным при объяснении энергетического спектра нейтронов под углом 0° [11]. Так же хорошо каскадная модель объясняет энергетический спектр вторичных протонов, вылетающих под углом 80° к пучку из мишени ^{209}Bi при облучении протонами

(см. рис. 34), причем лучшее согласие с экспериментом дает расчет, в котором учитывается преломление и отражение вылетающих нуклонов.

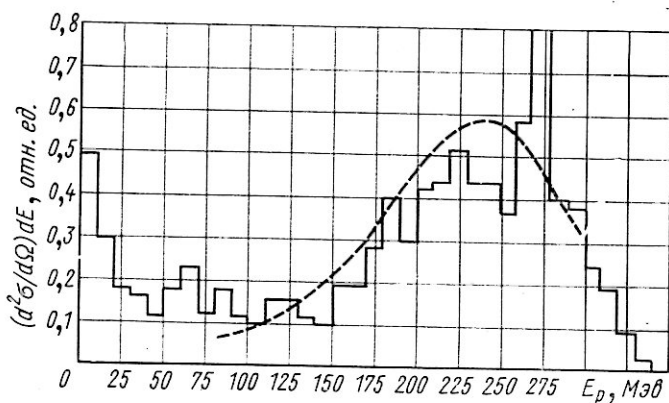


Рис. 33. Энергетические спектры протонов, образующихся при облучении ^{12}C протонами с энергией 340 МэВ:
 - - - - - измеренные на опыте спектры под углом 30° [65];
 ———— спектры в интервале углов $20-40^\circ$, рассчитанные в работе [11].

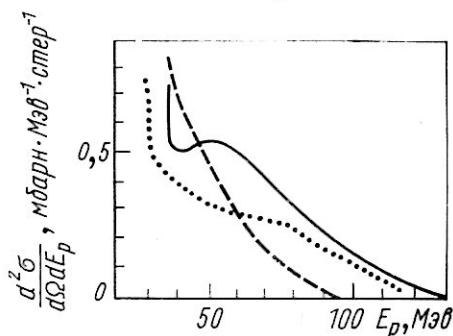


Рис. 34. Энергетический спектр вторичных протонов, образующихся под углом 80° к пучку при облучении ^{209}Bi протонами с энергией 160 МэВ:
 ———— результаты эксперимента [66]; ····· и
 - - - - - расчет по каскадной модели с учетом и без учета отражения и преломления вылетающих нуклонов [10] соответственно.

Энергия возбуждения остаточных и масса конечных ядер. Одним из продуктов каскадного процесса является «послекаскадное», или остаточное возбужденное ядро. Кас-

кадная модель позволяет рассчитать спектр масс и энергий возбуждения остаточных ядер, а также распределение по массам конечных ядер, образующихся в результате распада остаточных ядер.

Зависимость средней энергии возбуждения от энергии падающих частиц для ядер Al, Cu, Ru и U, рассчитанная без учета преломления и отражения нуклонов в предполо-

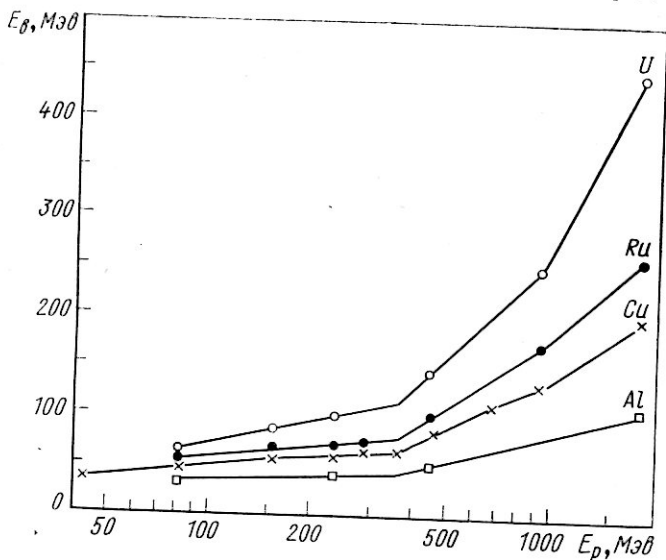


Рис. 35. Зависимость средних энергий возбуждения некоторых ядер от энергии падающих протонов.

жения постоянной плотности ядерного вещества [14, 15], показана на рис. 35. Интересно сравнить результаты этих расчетов с экспериментальными данными, а также расчетами, в которых использовались другие модели ядер (табл. 13 и 14). Как видно из табл. 13, расчеты с постоянной [14, 15] и ступенчатой [11] плотностями ядерного вещества удовлетворительно согласуются друг с другом и с экспериментом [67] для всех ядер, за исключением C и Al. Зависимость энергии возбуждения от типа ядерной модели представлена в табл. 14, где сравниваются результаты расчетов энергий возбуждения ядер ^{75}As и ^{209}Bi , выполненные с использованием различных ядерных моделей [10]. Как видно из табл. 14, учет отражения и преломления нуклонов приводит к заметному увеличению энергии возбуждения, при-

чем наибольшее увеличение наблюдается для модели одно-
родной сферы.

Таблица 13

Средняя энергия возбуждения послекаскадных ядер,
образующихся под действием протонов с энергией 190 Мэв

Ядро-мишень	Средняя энергия возбуждения остаточного ядра, Мэв		
	Эксперимент [67]	Расчет	
		Однородная [14, 15]	Ядро со ступенчатой плотностью [11]
C	27 ± 5	—	22
Al	50 ± 8	42	36
Ni	57 ± 9	—	59
Cu	—	59	—
Ru	—	69	—
Ag	69 ± 12	—	72
Au	83 ± 17	—	92
Bi	—	90	—
U	88 ± 18	94	95

Таблица 14

Средняя энергия возбуждения ядер ^{75}As и ^{209}Bi ,
облучаемых протонами [10]

Ядро-мишень	Энергия падающих протонов, Мэв	Средняя энергия возбуждения, Мэв, для ядер с постоянной (ρ_0), трапециoidalной (ρ_T) и ступенчатой (ρ_C) плотностями					
		с учетом отражения и преломления нуклонов			без учета отражения и преломления		
		ρ_0	ρ_T	ρ_C	ρ_0	ρ_T	ρ_C
^{75}As	378	129,9	105,4	89,9	74,9	83,4	70,6
^{209}Bi	375	175,7	169,5	149,6	110,4	126,6	119,2

Вероятно, одним из наиболее интересных результатов каскадной модели является объяснение массового спектра конечных ядер. На рис. 36 показаны результаты одного из первых расчетов [14], в котором распад возбужденных остаточных ядер рассчитывался по весьма грубой модели: предполагалось, что каждой порции энергии возбуждения, равной 17 Мэв, соответствует испускание одного нуклона. Тем не менее расчет вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные [68]. На рис. 37 с экспериментально измеренными выходами продуктов расщепления ^{75}As протонами с энергией 378 Мэв [69] сравнивается расчет

[10], в котором испарительная стадия распада ядра рассматривалась вполне корректно (использовалась программа работы [51]). Сравнение проведено для расчета — со сту-

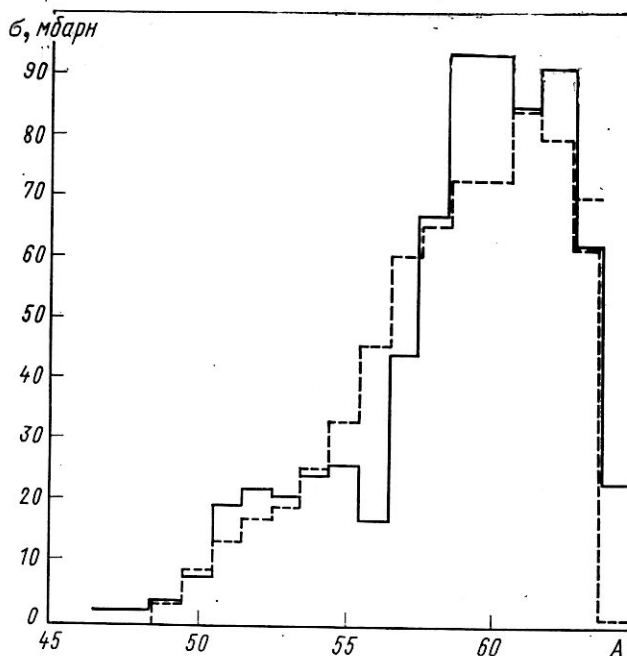


Рис. 36. Сечения образования конечных ядер с массовым числом A при расщеплении Si протонами: — эксперимент; - - - расчет.

пенчатой (штриховая кривая) и трапецидальной (сплошная кривая) плотностями ядерного вещества (в обоих вариантах учитывалось преломление и отражение нуклонов). Для удобства сравнения на рисунке приведена зависимость отношения рассчитанных и экспериментальных сечений образования ядер от массового числа A .

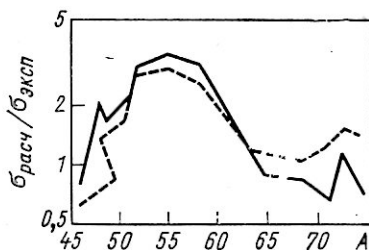


Рис. 37. Сравнение теоретических и экспериментальных выходов ядер, образующихся при расщеплении ядер ^{75}As протонами с энергией 378 Мэв.

В большинстве случаев это отношение отличается от единицы не более чем на 50%. Если учесть, что расчет охватывает диапазон конечных ядер, сечения которых отличаются в 100 раз, такое согласие следует признать хорошим.

Кинематические характеристики остаточных и конечных ядер. Импульс, получаемый ядром отдачи в каскадном процессе, складывается из импульса, который имели в ядре

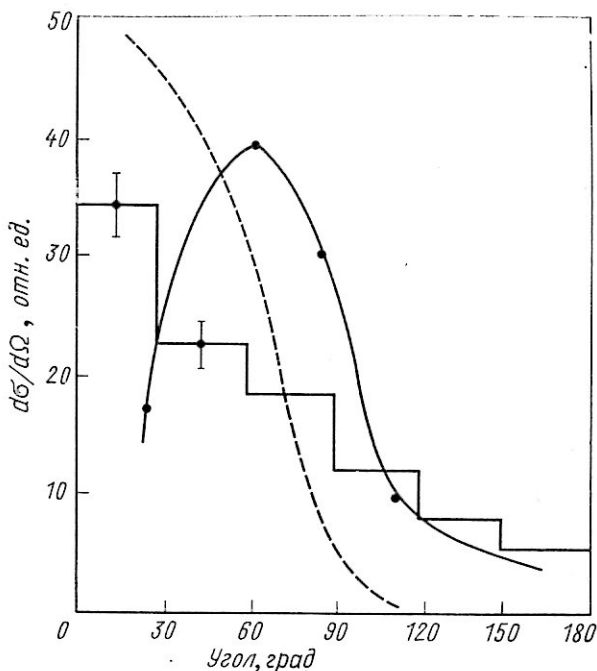


Рис. 38. Угловые распределения ядер отдачи, образующихся при облучении тяжелых ядер фотоэмульсии протонами с энергией 660 Мэв.

выбываемые нуклоны, импульса, переданного нуклонами при вылете из ядра, и импульса, получаемого ядром при распаде из возбужденного состояния. На рис. 38 и 39 приведены распределения по углам и пробегам ядер отдачи, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 660 Мэв с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Экспериментальные данные (гистограмма) взяты из работы [70]. Распределения, показанные сплошной линией, (см. рис. 38), рассчитаны для остаточных ядер с энергией возбуждения,

большей 80 Мэв , и скоростью, большей $2,4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, по модели с однородной плотностью без учета преломления и отражения нуклонов [71]. Пунктирной кривой показаны результаты расчетов по модели с фермиевским обрезанным распределением плотности ядерного вещества с учетом преломления и отражения вылетающих нуклонов [6, 9]. Приведены все случаи расщеплений. При построении распределений по пробегам (см. рис. 39) из распределений по энергии (см. рис. 38) в обоих вариантах расчета использовалось соотношение пробег—энергия для ядер AgBr , полученное в работе [72]. Из рисунков видно, что рассчитанные по каскадной модели распределения по углам и пробегам ядер отдачи существенно отличаются от наблюдаемых на опыте. Такие же расхождения теоретических и экспериментальных данных имеют место и при других энергиях и для других ядер [73]. По-видимому, для объяснения кинематических характеристик ядер отдачи необходима существенная модификация модели ядра, используемой в каскадных расчетах, и, в первую очередь, учет ассоциирования нуклонов в ядрах.

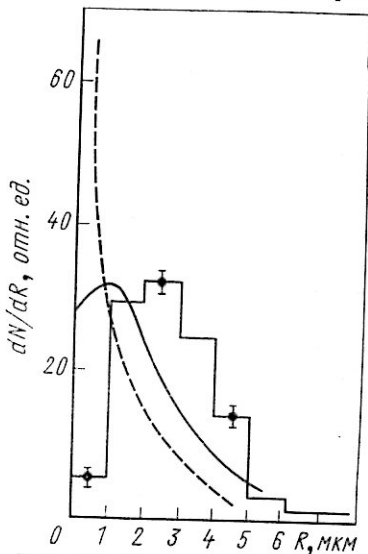


Рис. 39. Распределения ядер отдачи по пробегам. Обозначения те же, что на рис. 38.

Пространственное развитие нуклонного каскада. Эту характеристику исследовали в работе [9], для чего ядро разбивалось на 24 объема тремя концентрическими сферами и пятью конусами (рис. 40). Интервалы радиусов и конусов выбирали так, чтобы заключенные между ними объемы были равны.

Значения радиусов, приведенных на рис. 40, даны ниже:

Массовое число	r_1	r_2	r_3	r_4
28	2,74	3,45	3,95	4,35
95	3,88	4,89	5,60	6,16
197	4,75	5,98	6,85	7,54

Распределение выбиваемых нуклонов

Массовое число ядра	Энергия падающих протонов, Мэв	Полное число выбитых нуклонов	Число нуклонов,										
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
28	660	< 5	22	4	2	0	32	0	8	4	42	12	20
95	660	любое	19	8	10	2	63	24	28	20	82	62	54
95	660	∇ 4	6	2	0	0	24	8	0	0	24	6	2
197	150	< 5	10	0	0	2	24	12	2	0	44	32	36
197	340	< 5	6	0	0	0	12	12	2	0	41	38	16
197	660	< 5	5	4	2	2	18	10	6	2	65	43	39
197	660	∇ 5	2	6	0	2	2	10	0	0	34	14	6

При построении пространственного распределения точек столкновений учитывали только столкновения, при которых импульс ядерного нуклона — партнера по столкновению — изменяется более чем на $6 \text{ Мэв}^{1/2}$ (в единицах

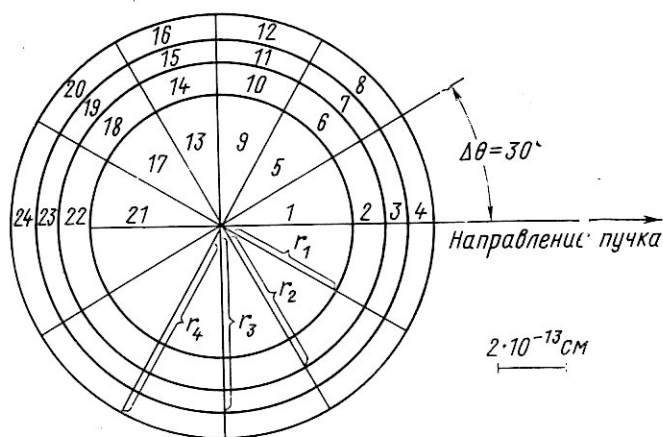


Рис. 40. Разбиение ядра на объемы.

$\sqrt{E_K}$, где E_K — кинетическая энергия нуклона в ядре). В процессе расчета каскада фиксировали координаты таких столкновений и определяли число точек столкновений в каждом из двадцати четырех объемов. Поскольку пространственное распределение каскада зависит от его разветвлен-

по объему ядра

выбитых из объемов

12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
8	42	67	30	20	48	31	17	20	30	21	2	4
34	100	114	126	44	76	70	44	56	46	34	20	22
0	32	18	8	2	24	16	10	2	20	4	4	0
12	102	96	90	28	40	142	56	20	44	34	18	4
6	51	58	22	16	54	46	18	6	35	12	8	2
9	66	75	78	29	48	71	48	28	32	10	14	2
0	26	18	17	2	14	36	4	0	0	0	0	0

ности, интересно получить распределения выбиваемых нуклонов при различном полном числе выбитых нуклонов. В табл. 15 приведены числа нуклонов, выбиваемых из каждого объема (всего из 24) ядер ^{28}Si , $(\text{AgBr})_{41}^{95}$ и ^{197}Au , при различных значениях полного числа выбиваемых в одном каскаде нуклонов и различной величине энергии падающих протонов.

§ 14. Каскадный процесс и ассоциирование нуклонов в ядрах

В расчетах внутриядерного каскада, рассмотренных выше, корреляция нуклонов в ядрах не учитывалась. Между тем многочисленные экспериментальные и теоретические данные свидетельствуют о том, что эффект ассоциирования нуклонов в ядрах очень велик [74, 75]. Наиболее естественным образом ассоциирование можно учесть, включив в обычную схему каскадного процесса наряду с взаимодействием каскадных частиц с нуклонами взаимодействие и с нуклонными ассоциациями. При этом, в духе серберовской модели, следует предположить, что взаимодействие с ассоциациями осуществляется как квазисвободное, т. е. столкновение каскадной частицы с ассоциацией происходит так же, как с соответствующим свободным ядром.

Однако такой подход можно считать обоснованным лишь в том случае, если время жизни ассоциации (время обмена нуклонами между ассоциацией и остальным ядром) превышает время взаимодействия между ассоциацией и каскадной

частицей. Время жизни ассоциаций в ядре можно оценить, рассматривая их как виртуальные образования (по аналогии, например, с виртуальным π^+ -мезоном в процессе $p \rightarrow \pi^+ + n$), из соотношения

$$\Delta t_a \Delta E_a \geq \hbar, \quad (3.37)$$

где Δt_a и ΔE_a — время жизни и энергия связи ассоциации в ядре. Время взаимодействия каскадной частицы с ассоциацией

$$\Delta t_n \approx R/v, \quad (3.38)$$

где R — размеры ассоциации, а v — скорость частицы. Оценки показывают, что при больших энергиях падающих частиц для ассоциаций различного типа время взаимодействия с ассоциацией действительно оказывается значительно меньше, чем время ее жизни. Например, для α -ассоциаций ($\Delta E_a \approx 5$ Мэв, $R \approx 2$ ферми) при энергии падающих протонов $E_p \approx 100$ Мэв $\Delta t_n \approx 0,1 \Delta t_a$.

Таким образом, основное предположение серберовской модели о квазисвободном взаимодействии сохраняется и в том случае, когда в схему расчета включается взаимодействие с ядерными подструктурами.

Как учет ассоциирования нуклонов изменит характеристики внутриядерного каскада? Если отвлечься от процессов, связанных с излучением самих ассоциаций, то изменения, особенно для средних и тяжелых ядер, будут незначительны. Действительно, для внутриядерного нуклонного каскада введение ассоциаций эквивалентно появлению флуктуаций плотности ядерного вещества, что приведет к некоторому изменению пространственного развития каскада, но мало скажется на других характеристиках, например на угловых и энергетических распределениях вылетающих нуклонов.

В то же время существенно изменятся такие характеристики, как распределения остаточных ядер по импульсам и энергиям возбуждения, распределения конечных ядер по массам и др. Учет ассоциирования приведет также к новому эффекту — к излучению ассоциаций в процессе внутриядерного каскада. Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее.

К излучению ассоциаций в ходе внутриядерного каскада могут привести следующие два основных процесса: квазисвободное выбивание ассоциаций каскадными частицами, подобное квазисвободному выбиванию нуклонов

[76, 77], и нарушение ядерных связей ассоциации с остальным ядром в процессе каскада [78, 79]. Второй процесс — следствие основных ядерных сил: насыщения, короткодействия и обменного характера. Благодаря этим свойствам связь ассоциации с ядром осуществляется лишь посредством небольшого числа нуклонов. Если в процессе внутриядерного каскада нуклоны, осуществляющие связь, будут выбиты, то связь ассоциации с остальным ядром нарушится и ассоциация будет излучена из ядра*.

Рассмотрим некоторые результаты расчетов внутриядерного каскада, в которых учитывалось взаимодействие каскадных частиц с внутриядерными ассоциациями. Подробные исследования каскадного процесса, в котором рассматривалось взаимодействие каскадных нуклонов с α -частичными ассоциациями (в дальнейшем мы будем их называть α -кластерами), были выполнены В. И. Остроумовым и др. [76, 77, 82, 83]. В предложенной Остроумовым модели выбивания α -кластеров каскадными нуклонами предполагалось, что столкновения носят характер упругого рассеяния с сечениями, равными сечениям рассеяния свободных нуклонов на свободных ядрах ${}^4\text{He}$. Поскольку процесс рассматривался в ядре, вводились нуклонный и α -частичный потенциалы, а также учитывалось действие принципа Паули. Экспериментальные данные по сечениям упругого рассеяния нуклонов на ядрах ${}^4\text{He}$ аппроксимировались формулой

$$(d\sigma(0, E_k)/d\Omega) = C(\theta) \exp[-k(\theta)/\sqrt{E_k}], \quad (3.39)$$

в которой $C(\theta)$ и $k(\theta)$ были найдены по методу наименьших квадратов. Параметры расчетов — эффективное число α -кластеров в ядре и их кинетическая энергия. Последняя принималась равной 0,5; 10 и 20 Мэв. Рассматривалось взаимодействие протонов с энергиями 100, 140, 200, 360, 560 и 660 Мэв с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Были рассчитаны следующие характеристики процессов, связанных с излучением α -частиц: 1) сечения вылета α -частиц с энергиями, большими 30 Мэв; 2) энергетические и угловые распределения α -частиц с энергиями, большими 30 и 50 Мэв;

* В литературе среди каскадных процессов, приводящих к излучению ассоциаций, рассматривается также и механизм ядерных реакций на ассоциациях [80, 81]. Очевидно, этот процесс является частным случаем механизма нарушения ядерных связей, так как продукты «внутриядерной» реакции не могут быть излучены из ядра, если при этом не нарушается их связь с ядром.

- 3) импульсные распределения ядер отдачи в α -звездах;
 4) среднее число лучей в α -звездах и некоторые другие.

Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными этими же авторами, в предположении, что средняя кинетическая энергия α -кластеров в ядре равна 5—10 Мэв, а эффективное число α -кластеров в поверхностном слое ядер Ag и Вг около 7—12.

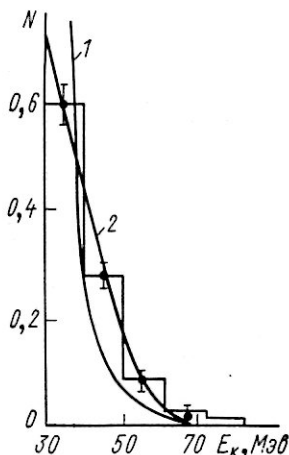


Рис. 41. Энергетический спектр α -частиц, выбиваемых из ядер Ag и Вг протонами с энергией 660 Мэв.

На рис. 41 показан энергетический спектр каскадных α -частиц с энергией больше 30 Мэв, выбиваемых из ядер Ag и Вг протонами с энергией 660 Мэв [82]. Гистограмма — результат эксперимента, кривые 1 и 2 рассчитаны по модели выбивания [76, 77] при величине кинетической энергии α -кластеров в ядре, равной 0 и 5 Мэв соответственно. Из рисунка видно, что с экспериментом лучше согласуется кривая 2.

Модель выбивания α -частиц, предложенная В. И. Остроумовым, в дальнейшем использовалась в других работах [84—95]. Основное внимание было уделено легким ядрам ^{12}C и ^{16}O . Некоторые результаты этих исследований приведены в табл. 16, 17 и на рис. 42 и 43.

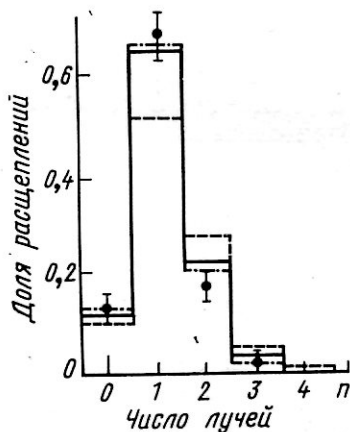


Рис. 42. Распределение по числу лучей звезд, образующихся при расщеплении ядер ^{12}C протонами с энергией 340 Мэв:

● — результаты эксперимента [96, 97]; — — —, — — — и — — — — — расчет по каскадной модели; вероятность столкновения с α -кластером равна 0, 0,3 и 0,4 соответственно [86].

Таблица 16

Расщепление ядра ^{12}C протонами с энергией 660 Мэв

Тип расщепления	Доля линий от полного числа расщеплений, %		Тип расщепления	Доля линий от полного числа расщеплений, %	
	Эксперимент	Расчет		Эксперимент	Расчет
(p, pn)	$13,4 \pm 1$	10	$(p, \tilde{p}\alpha\text{Li})$	$7,0 \pm 2,0$	10
$(p, p2n)$			$(p, 2\tilde{p}\text{Be})$	$6,5 \pm 2,0$	5
$(p, 2p)$	$12,2 \pm 1$	11	$(p, 3\alpha p \pi^-)$	$3,2 \pm 1,0$	4
$(p, 2pn)$			$(p, 6\tilde{p})$	$2,4 \pm 0,8$	1
$(p, 2\tilde{p}2\alpha)$	$33,8 \pm 3,6$	28	$(p, 3\tilde{p}\text{Li})$	$1,7 \pm 0,7$	3
$(p, 4p\alpha)$	$12,2 \pm 2,2$	15	$(p, 5\alpha\pi^-)$	$0,6 \pm 0,05$	2
$(p, 3\alpha)$	$7,0 \pm 2,0$	11			

Примечание. Знаком « \tilde{p} » обозначены все положительные однозарядные частицы.

Таблица 17

Расщепления ядра ^{16}O протонами с энергией 156 Мэв

Конечное ядро	Эффективное сечение образования конечного ядра, мбари		
	Эксперимент	Расчет, вероятности взаимодействия с d - и α -кластерами равны 0,4 и 0,2 [92]	Расчет, взаимодействия с ассоциациями не учитываются [10, 99]
^3H	$12,5[100]$	10	—
^6Li	$10 \pm 2[101]$	13,7	35,9
^7Li	$8,5 \pm 2,5[102]$	8,4	17,7
^9Li	$0,006[103]$	0,045	0,2
^7Be	$5 \pm 1[101]$	13,2	34,4
^9Be	$1,7 \pm 0,5[102]$	3,6	17,1
^{10}Be	$0,4 \pm 0,2[102]$	0,66	11,5
$^{10}\text{B} + ^{10}\text{C}$	$11 \pm 3[102]$	17	32
$^{11}\text{B} + ^{11}\text{C}$	$2,5 \pm 8[102]$	24	57
^{10}C	$1 \pm 0,2[104]$	1,9	5,6
^{11}C	$11 \pm 1[104]$	13,5	36,1
^{14}C	$1,8 \pm 0,5[105]$	1,2	1,9
^{13}N	$4,8 \pm 0,8[105]$	1,8	5

На рис. 42 показано, как зависит лучевое распределение звезд, образующихся при расщеплении ^{12}C , от вероятности столкновения каскадного нуклона с α -кластером. Полное пренебрежение взаимодействием с α -кластерами приводит к существенному расхождению результатов расчета [86] и

эксперимента [96, 97], в то время как при вероятности столкновения, равной 0,3 и 0,4, наблюдается удовлетворительное согласие.

Спектр энергий возбуждения ядер В, образующихся при облучении ядер ^{12}C протонами, показан на рис. 43. Как и в предыдущем случае, с экспериментом согласуется только такой вариант расчета, в котором учитывается взаимодействие с α -кластерами.

Каскад, включающий взаимодействия с α -частичными ассоциациями, позволяет также правильно предсказать спектр конечных ядер, образующихся при облучении лег-

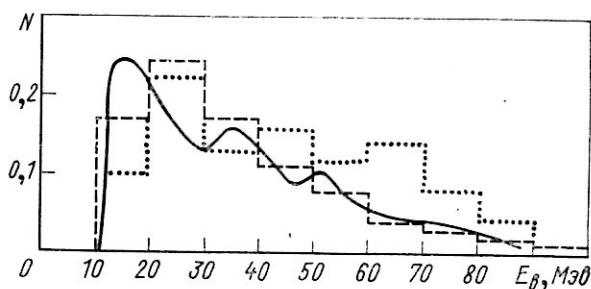


Рис. 43. Спектр энергий возбуждения ядер В, образующихся при облучении ^{12}C протонами с энергией 110 МэВ:

— результаты эксперимента [98]; ···· и ——— расчет по каскадной модели [90]; вероятность столкновения с α -кластером равна соответственно 0 и 0,4.

ких ядер частицами высоких энергий. В табл. 16 и 17 приведены результаты расчетов для ядер ^{12}C [88] и ^{16}O [92]. При расчетах предполагали, что вероятность взаимодействия каскадных нуклонов с α -кластерами равна 0,5 (для ^{12}C) и 0,4 (для ^{16}O). Распад возбужденных остаточных ядер рассчитывали по модели прямого распада (см. § 12). В расчетах, выполненных для ядра ^{16}O , кроме того, учитывали и взаимодействие с d -кластерами (с вероятностью 0,2). В табл. 17 приведены также результаты расчетов, в которых взаимодействие с ассоциациями не учитывали (каскадную часть расщепления рассчитывали по схеме работы [10]). Сравнение показывает, что учет ассоциирования приводит к изменению выходов отдельных изотопов в несколько раз в сторону лучшего согласия с экспериментом.

Рассмотренные выше исследования эмиссии быстрых α -частиц и распада легких ядер показывают, что в этих

процессах существенную роль играет упругое выбивание α -кластеров из ядер. Данный результат нетрудно понять, если учесть, что неупругие процессы на α -частицах подавлены (первый возбужденный уровень α -частицы расположен около 20 Мэв). Напротив, в процессах излучения сложных кластеров типа Li , Be и т. п. более существенную роль играют неупругие процессы, связанные с нарушением ядерных связей.

Отметим, что неупругий процесс, например неупругое рассеяние или ядерная реакция на кластере, не всегда приводит к излучению соответствующего ядра (или, как еще принято говорить, фрагмента). Для излучения необходимо, чтобы полная энергия ассоциации (как целого) в ядре стала положительной. Увеличения полной энергии можно достигнуть как в результате передачи ассоциации кинетической энергии при неупругом взаимодействии с ней каскадной частицы, так и вследствие уменьшения потенциальной энергии ассоциации в процессе нарушения ядерных связей. Поскольку кинетическая энергия ядер, образующихся в ядерных реакциях при высоких энергиях, как правило, невелика (около $1\text{--}2 \text{ Мэв}$), основную роль в излучении ассоциаций играет предложенный Ф. П. Денисовым и др. [78, 79] механизм нарушения ядерных связей. Этот механизм позволяет правильно объяснить основные характеристики процесса фрагментации — угловые и энергетические распределения фрагментов, их распределения по заряду и др. Для примера рассмотрим, как с помощью этого механизма рассчитывается полное сечение образования фрагментов. Сечение образования фрагмента a на ядре A при энергии падающих нуклонов E можно записать в виде

$$\sigma(a, A, E) = \sigma(A, E) N(a, A) P(a, A, E), \quad (3.40)$$

где $\sigma(A, E)$ — сечение неупругого взаимодействия протонов, имеющих энергию E , с ядром A ; $N(a, A)$ — эффективное число кластеров a в ядре A ; $P(a, A, E)$ — вероятность нарушения связи кластера a с ядром A при энергии падающих протонов E .

Рассматривая выбивание нуклонов из ядра в каскаде как случайный процесс, вероятность выбивания произвольного нуклона из ядра можно приближенно записать в виде*:

* При более точном расчете необходимо учесть распределение каскадов по числу выбитых нуклонов, а вероятность выбивания связей рассчитывать как задачу о случайной выборке [79]. Здесь мы ограничиваемся упрощенным рассмотрением.

$$p \approx n/A, \quad (3.41)$$

где $\bar{n} = \bar{n}(A, E)$ — среднее число каскадных нуклонов, выбиваемых из ядра протонами с энергией E .

Если число нуклонов, связывающих кластер a с ядром A , $m = m(a, A)$, то вероятность нарушения ядерных связей кластера с ядром равна вероятности одновременного выбивания данных m нуклонов:

$$p(a, A, E) \approx p^m \approx (\bar{n}/A)^m. \quad (3.42)$$

Чтобы кластер мог вылететь из ядра, его полная энергия должна стать больше суммы энергии связи и кулоновской энергии:

$$\varepsilon = |\varepsilon_{\text{св}}| + \varepsilon_{\text{кул}}. \quad (3.43)$$

Разумно предположить, что число связей фрагмента с ядром пропорционально энергии ε :

$$m = m_0 \varepsilon. \quad (3.44)$$

Эффективное число фрагментов в ядре запишем в виде

$$N(a, A) = N_0(A/a), \quad (3.45)$$

где N_0 — слабо меняющаяся функция, которую в дальнейшем будет считать постоянной. Полное сечение неупругого взаимодействия $\sigma(A, E)$ протонов с ядром A можно выразить через геометрическое сечение $\sigma_{\text{геом}} = \pi r_0^2 A^{2/3}$ ($r_0 \approx 1,3$ ферми) и прозрачность T ядер A для протонов с энергией E :

$$\sigma(A, E) = \sigma_{\text{геом}} [1 - T(A, E)] = \pi r_0^2 A^{2/3} \gamma, \quad (3.46)$$

где $\gamma = [1 - T(A, E)]$. Подставляя соотношения (3.41)—(3.46) в (3.40), получаем

$$\sigma(a, A, E) \approx \frac{52 \gamma N_0 \bar{n}^{m_0 \varepsilon}}{a A^{m_0 \varepsilon - 5/3}} \text{ мбарн}. \quad (3.47)$$

Функции γ и \bar{n} , входящие в соотношение (3.47), рассчитываются в каскадном процессе. Величина ε определяется из масс ядер и фрагментов и их размеров, а N_0 и m_0 — параметры, которые находят, сравнивая расчетные и экспериментальные данные.

Результаты расчетов, выполненных по формуле (3.47) при значениях $N_0 = 0,12$ (${}^7\text{Be}$), $N_0 = 0,14$ (${}^{18}\text{F}$), $N_0 =$

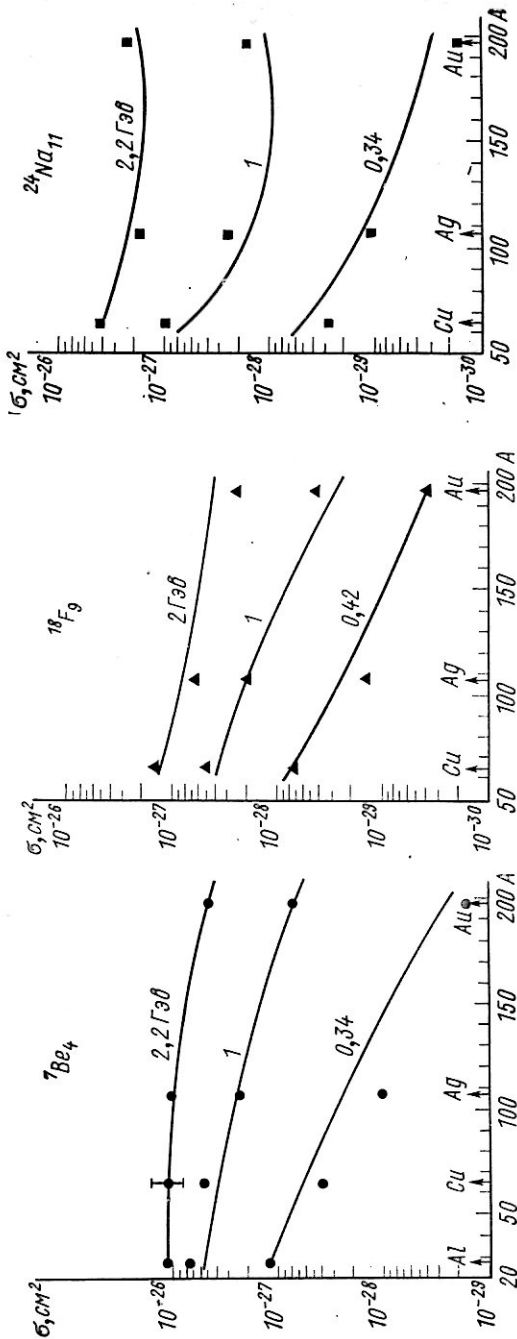


Рис. 44. Сечения образования фрагментов. Кривые — расчет по модели нарушения ядерных связей [107].
Экспериментальные данные взяты из работ [39, 106].

$\approx 1,2$ (^{24}Na) и $m_0 = 0,06 \text{ Мэв}^{-1}$ для всех фрагментов, показаны на рис. 44. Из рисунка видно, что соотношение (3.47) удовлетворительно описывает экспериментальные данные по сечениям образования фрагментов ^7Be , ^{18}F , ^{24}Na на ядрах от Si до Au в интервале энергий протонов от 100 Мэв до 2 Гэв .

ЛИТЕРАТУРА

1. Serber R. Phys. Rev., **72**, 1114 (1947).
2. Goldberger M. L. Phys. Rev., **74**, 1269 (1948).
3. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. М., «Высшая школа», 1961.
4. Голенко Д. И. Моделирование и статистический анализ псевдослучайных чисел на электронных вычислительных машинах, М., «Наука», 1965.
5. Neuman J. NBS Appl. Math. Ser., **12**, 36 (1951).
6. Денисов Ф. П. и др. «Ядерная физика», **1**, 329 (1965).
7. Hofstädter R. Ann. Rev. Nucl. Sci., **7**, 231 (1957).
8. Элтон Л. Размеры ядер. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
9. Денисов Ф. П. и др. «Ядерная физика», **2**, 1042 (1965).
10. Chen K. et al. Phys. Rev., **166**, 949 (1968).
11. Bertini H. W. Phys. Rev., **131**, 1801 (1963).
12. Jacob G., Maris Th. A. T. Rev. Mod. Phys., **38**, 121 (1966).
13. Акалаев Г. Г., Денисов Ф. П. «Ядерная физика» (в печати).
14. Metropolis N. et al. Phys. Rev., **110**, 185 (1958).
15. Metropolis N. et al. Phys. Rev., **110**, 204 (1958).
16. Hess W. N. Rev. Mod. Phys., **30**, 368 (1958).
17. Goldberger M. D. et al. Brookhaven National Lab. Rep. BNL-400, 1962.
18. Stehn J. R. et al. Brookhaven National Lab. Rep. BNL-325, 1964.
19. Scanlon J. P. et al. Nucl. Phys., **41**, 401, (1963).
20. Gammel J. L. Fast Neutron Physics. P. II. N. Y., 1963, Intersci. Publ.
21. Palmieri J. N. et al. Ann. Phys., **5**, 299 (1958).
22. Fujii T. et al. Phys. Rev., **128**, 1836 (1962).
23. Wilson R. The Nucleon-Nucleon Interaction. N. Y., Intersci. Publ., 1963.
24. Barashenkov V. S., Maltsev V. M. Fortschr. Phys., **9**, 549 (1961).
25. Блатт Д., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
26. Sharigo M. M. Phys. Rev., **90**, 171 (1953).
27. Kikuchi K. Prog. Theor. Phys., **17**, 643 (1957).
28. Evans J. A. Proc. Phys. Soc., **73**, 33 (1959).
29. Акалаев Г. Г., Денисов Ф. П. Препринт ФИАН № 119. М., 1967.
30. Beard D. B., McLellan A. Phys. Rev., **140**, B889 (1965).
31. Fermi E. Prog. Theor. Phys., **5**, No. 4 (1950).

32. Fermi E. Phys. Rev., **81**, 683 (1951).
33. Ферми Э. «Успехи физ. наук», **46**, 71 (1952).
34. Bohr N. Nature, **137**, 344 (1936).
35. Weisskopf V. F. Phys. Rev., **52**, 295 (1937).
36. Weisskopf V. F., Ewing D. H. Phys. Rev., **57**, 472 (1940).
37. Mulburn R. Rev. Mod. Phys., **27**, 1 (1955).
38. Frenkel J. I. Sov. Phys., **9**, 533 (1936).
39. Перфилов Н. А., Ложкин О. В., Остроумов В. И. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М., Изд-во АН СССР, 1962.
40. Бриллюэ О. Д. и др. Ядерные взаимодействия в защите космических кораблей. М., Атомиздат, 1968.
41. Alevra A. et al. Nucl. Phys., **58**, 108 (1964).
42. Bethe H. A. Rev. Mod. Phys., **9**, 79 (1937).
43. Lang J. M. B., Le Couteur K. J. Proc. Phys. Soc., **A67**, 585 (1954).
44. Varshni I. P. Nuovo cimento, **22**, 145 (1961).
45. Fujimoto Y., Yamaguchi Y. Phys. Rev., **75**, 1276 (1949).
46. Fujimoto Y., Yamaguchi Y. Prog. Theor. Phys., **5**, 787 (1950).
47. Le Couteur K. J. Proc. Phys. Soc., **A63**, 259 (1950).
48. Le Couteur K. J. Proc. Phys. Soc., **A65**, 718 (1952).
49. Hagedorn R., Macke W. Kosmische Strahlung. Aufl. 2, Berlin, 201 (1953).
50. Rudstam G. Spallation of Medium Weight Elements. Uppsala, 1956.
51. Dostrovsky I. et al. Phys., Rev., **111**, 1659 (1958).
52. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Phys. Rev., **118**, 781 (1960).
53. Milburn G. P. et al. Phys. Rev., **95**, 1268 (1954).
54. Hodgson P. E. Nucl. Phys., **21**, 21 (1960).
55. Васильков Р. Г. и др. «Ядерная физика», **7**, 88 (1968).
56. Grandall W., Milburn G. Preprint UCRL-4931, 1957.
57. Goldansky V. I. et al. Phys. Rev., **109**, 1762 (1958).
58. Verkovitch M. et al. Phys. Rev., **119**, 412 (1960).
59. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Препринт Р-1969. Дубна, ОИЯИ, 1965.
60. Lock W. O. et al. Proc. Roy. Soc., **A231**, 368 (1955).
61. Коньшин В. А. и др. «Ядерная физика», **4**, 337 (1966).
62. Friedman J. Enrico Fermi Institute for Nuclear Studies, University of Chicago. (Private comm., 1956), 5 [14].
63. Cassels G. M. et al. Phil. Mag., **42**, 215 (1951).
64. Bowen P. H. et al. Nucl. Phys., **30**, 475 (1962).
65. Cladis J. B. Phys. Rev., **87**, 425 (1952).
66. Roos P. G. Ph. D. Thesis. Univ. of Maryland, College Park, 1964.
67. Gross E. UCRL-3330, 1956; UCRL-3337, 1956.
68. Batzel R. E. et al. Phys. Rev., **84**, 671 (1951).
69. Summing J. B. Ph. D. Thesis, Columbia Univ. N. Y., 1954.
70. Остроумов В. И., «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 3 (1957).
71. Кочкин В. И. и др. Препринт Р2-3201. Дубна, ОИЯИ, 1967.

72. Кузьмин В. А., Остроумов В. И. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 49 (1965).
73. Денисов Ф. П. Труды ФИАН, **34**, 130 (1966).
74. Wildermuth K., McClure W. Mod. Phys., **41**, 121 (1956).
75. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., «Наука», 1969.
76. Остроумов В. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **36**, 367 (1959).
77. Остроумов В. И., Филов Р. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 643 (1959).
78. Денисов Ф. П. и др. В кн. «Труды Ташкентской конференции по мирному использованию атомной энергии». Т. 1. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1961, стр. 117.
79. Денисов Ф. П. Труды ФАИН, **22**, 129 (1963).
80. Ложкин О. В. и др. «Докл. АН СССР», **151**, 826 (1963).
81. Богатин В. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **46**, 431 (1964).
82. Остроумов В. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 105 (1960).
83. Афанасьев Б. П. и др. «Ядерная физика», **4**, 1002 (1966).
84. Жданов А. П., Федотов П. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 944 (1959).
85. Жданов А. П., Федотов П. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **41**, 1870 (1961).
86. Abate E. et al. Nuovo cimento, **22**, 1206 (1961).
87. Жданов А. П., Федотов П. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **43**, 835 (1962).
88. Жданов А. П., Федотов П. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **45**, 455 (1963).
89. Gradsztajn E. J. phys. et radium, **24**, 829 (1963).
90. Gradsztajn E. Phys. Rev. Lett., **13**, 240 (1964).
91. Gradsztajn E. et al. Phys. Rev. Lett., **14**, 436 (1965).
92. Gradsztajn E., Epherre M. J. phys., **28**, 745 (1967).
93. Cohen J. P. et al. Phys. Lett., **15**, 255 (1965).
94. Cohen J. P. et al. Nucl. Phys., **84**, 316 (1966).
95. Lefort M. et al. Phys. Rev., **139**, B1500 (1965).
96. Combe J. J. phys. et radium, **16**, 445 (1955).
97. Fiorini E., Ratti S. Nuovo cimento, **14**, 961 (1959).
98. Yuassa T., Bowden A. R., Bowman M. R. (private communication S. [90]).
99. Fraenkel Z. (private communication S. [92]).
100. Honda M., Lal D. Phys. Rev., **118**, 1618 (1960).
101. Bernas R. et al. Phys. Lett., **15**, 147 (1965).
102. Yiou F. et al. (in publish.).
103. Dostrovsky I. et al. Rapport interne 2144, Orsay, 1966.
104. Valentin L. et al. Phys. Lett., **7**, 163 (1963).
105. Tamers M. A., Delibrias G. C. R. Acad. Sci., **253**, 1202 (1961).
106. Albouy G. et al. Phys. Lett., **2**, 306 (1962).
107. Денисов Ф. П. «Ядерная физика» (в печати).

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ РАСЩЕПЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ФОТОЭМУЛЬСИЙ

§ 15. Метод фотоэмульсий

Фотографические эмульсии позволяют наблюдать элементарные акты взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами и измерять энергетические и угловые распределения заряженных частиц.

В опытах с быстрыми частицами наиболее часто применяются релятивистские (*G-5*, НИКФИ-Р, НТА и др.) эмульсии. С помощью этих эмульсий можно наблюдать испускание как тяжелых частиц (протонов, α -частиц), так и релятивистских электронов, различных сортов мезонов, гиперонов. В электронно-чувствительных эмульсиях принято разделять лучи в звезде в зависимости от плотности зерен в следах на три категории: черные, серые и релятивистские. Черные лучи — треки с ионизацией, большей $6g$ (g — ионизация релятивистской частицы с зарядом e). Они создаются заряженными частицами малых энергий, являющихся испарительными частицами (протоны и α -частицы с энергией меньше 30 Мэв). Серые лучи — треки с ионизацией между $3g$ и $6g$ — образуют частицы с энергиями больше 30 Мэв, которые относятся к компоненте выбивания. Треки с минимальной ионизацией, меньшей $3g$, дают электроны, различного рода мезоны, а также протоны, гипероны и α -частицы с энергиями порядка нескольких сот мегаэлектронвольт и выше.

Резких границ в почернении треков не наблюдается, поэтому разделение треков имеет в значительной степени условный характер. Величина энергии частиц, представляющих собой черные лучи, определяется в основном из их пробега, в то время как энергия серых и релятивистских частиц устанавливается по плотности почернения или по среднему углу многократного рассеяния и т. д. При высоких энергиях протонов (несколько гигаэлектронвольт) в последнее время исследователи все чаще отступают от

принятого способа разделения треков и выделяют только две группы: светлые (ионизация меньше $1,5 g$), которые относятся к разного рода мезонам, и черные (ионизация больше $1,5 g$) — обаянные частицам выбивания и испарения. Чтобы наблюдать всю картину взаимодействия и полностью видеть в эмульсии треки частиц, имеющих большие пробеги, желательнее использовать фотопластинки большой толщины. Однако в этом случае резко возрастают трудности химической обработки фотослоев. Поэтому приходится ограничиться толщиной 400—600 мкм. Сейчас широкое распространение получили многослойные камеры, в которых общая толщина эмульсии достигает нескольких десятков сантиметров.

Для регистрации осколков деления, многозарядных ионов, медленных α -частиц используются эмульсии низкой чувствительности типа П-9. Идентификация треков в этих эмульсиях — сложная задача, для решения которой обычно используется фотометрический метод.

По химическому составу наибольший вес имеют тяжелые (Ag, Br) элементы, затем группа легких элементов (C, N, O) и незначительную долю составляют элементы типа I, S, Au. Атомов водорода в эмульсии содержится почти в три раза больше, чем атомов тяжелых элементов.

Надежным способом разделения событий на легких и тяжелых элементах служит определение энергии и числа вылетевших частиц, а также наличие трека ядра отдачи. Однако такой прием не позволяет хорошо отделить расщепления легких ядер от малолучевых событий на тяжелой компоненте. Некоторые авторы пытаются устранить указанный недостаток, используя фотоэмульсии, в которых исследуемый элемент погружен в виде проволочек, фольг, зерен и т. д.

§ 16. Образование звезд под действием протонов и нейтронов

Образование звезд под действием протонов с энергиями от 100 Мэв до 27 Гэв [1—28] детально исследовалось с помощью электронно-чувствительных эмульсий (G-5). Основные результаты этих исследований приведены в табл. 18. Рассмотрим вначале усредненные характеристики. В таблице указана $\lambda_{\text{пр}}$ — длина свободного пробега протонов данной энергии для процесса образования звезд и характеристики лучевого распределения событий:

Характеристики звезд, образующихся под действием протонов

$E_p, \text{ Мэв}$	$\lambda_{зв. см}$	Распределение звезд по числу лучей			Доля лучей в звездах			$B, эв$	Литература
		$U_{макс}$	$N_{макс}$	\bar{N}	черных N_q	серых N_c	релятивистских N_p		
130—140	$32,6 \pm 2,5$	2	6	3,6	0,41	0,59	—	22	[1, 2]
240	$36,1 \pm 2,6$	2	6	3,8	—	—	—	40	[5]
340	$—$	3	8	4,2	—	—	—	43	[4]
350—400	56 ± 9	3	9	4,1	$0,78 \pm 0,04$	$0,22 \pm 0,02^*$	—	33—45	[6]
405	$—$	3	9	4,0	$0,56 \pm 0,02$	$0,44 \pm 0,02$	—	45	[7]
600	$33,7 \pm 3,0$	1	11	4,8	—	—	—	55	[8]
660	39 ± 5	4	11	5,3	0,8	0,2	0,01	60	[10]
950	$37,0 \pm 2,3$	2	13	6,1	0,60	0,28	0,12	73	[11, 12]
2,2 Гэв	$33,0 \pm 6,0$	3—6	18	9,2	0,79	0,135	0,073	120	[13]
3,2	$—$	2—5	25	—	—	—	—	—	[14]
5,7	$37,6 \pm 5,3$	—	30	10,7	—	—	—	—	[15]
9,0	$34,7 \pm 1,5$	1—4	34	—	—	—	—	—	[17—20]
20,5	$35,6 \pm 1,5$	3—6	46—47	13,4	—	—	—	—	[22]
24,0—27 Гэв	$35,1 \pm 1,5$	3—6	44	15,3	—	—	—	—	[22, 28]

* Сумма серых и слабо черных лучей.

$Y_{\text{макс}}$ — количество лучей, отвечающих максимальному образованию звезд; $N_{\text{макс}}$ — максимальное и \bar{N} — среднее число лучей при данной энергии налетающих частиц для звезд с тремя и более числом лучей. Приведены данные по средним числам черных, серых и релятивистских лучей. В предпоследней колонке указана величина $B = E_p/N_{\text{макс}}$, т. е. минимальная энергия, которую затрачивает падающая частица на образование одного луча.

Как видно из табл. 18, величины $\lambda_{\text{зв}}$ оказываются одинаковыми и не зависящими от энергии налетающих протонов почти во всех случаях. Они согласуются друг с другом в пределах погрешностей опыта (за исключением данных работы [6]) для всего рассматриваемого интервала энергий. Более подробные данные о величинах $\lambda_{\text{зв}}$ на протонах до 2,2 Гэв и выше 5,7 Гэв содержатся в работах [18, 22]. Длина $\lambda_{\text{зв}}$ оказывается несколько больше средней длины свободного пробега в фотоэмульсии $\lambda_{\text{геом}}$, рассчитанной из геометрического сечения взаимодействия с усредненным ядром эмульсии ($\lambda_{\text{геом}} = 25 \text{ см}$). Различие между $\lambda_{\text{зв}}$ и $\lambda_{\text{геом}}$ указывает на некоторую прозрачность ядра (около 20%) для протонов таких энергий.

Переходя к лучевым распределениям, которые представляют собой кривые с максимумами, медленно спадающими при большом числе событий, видим, что при всех энергиях с наибольшей вероятностью образуются звезды с относительно малым числом лучей.

Сведения относительно доли черных, серых и релятивистских лучей в звездах очень неполные. Особенно нуждаются в уточнении данные по серым и черным лучам. Тем не менее из таблицы видно, что при наименьшей энергии в звездах обнаруживаются серые треки, доля которых увеличивается с энергией протонов. При дальнейшем увеличении энергии протонов, начиная, примерно, с 500 Мэв, все большую роль играет образование релятивистских частиц.

Когда энергия падающих частиц достаточно велика, релятивистские частицы уносят большую часть их энергии. Например, согласно результатам работы [61], среднее значение энергии, уносимой релятивистскими частицами в звездах при 9,0 Гэв, составляет $7,4 \pm 1,0 \text{ Гэв}$; в то время как на серые треки приходится $870 \pm 90 \text{ Мэв}$, а на черные — $183 \pm 18 \text{ Мэв}$.

Среднее число релятивистских частиц, рожденных в звезде, медленно увеличивается с ростом энергии и при

27,0 Гэв оно становится равным 6,2. Зависимость среднего числа релятивистских частиц от энергии протонов приведена на рис. 45 [22]. Из рисунка видно, что доля мезонов монотонно увеличивается с ростом энергии. Отличительной особенностью является также постоянство среднего числа

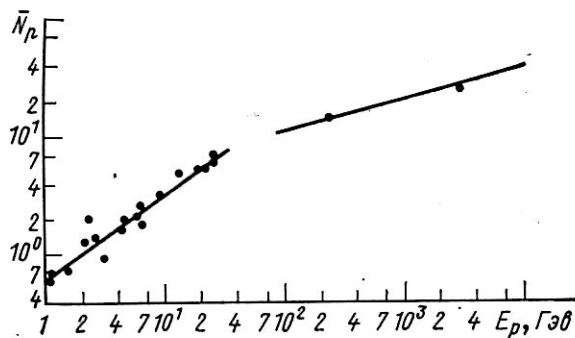


Рис. 45. Зависимость среднего числа релятивистских частиц от энергии протонов.

«тяжелых» \bar{N}_T — треков (черных + серых) при разных энергиях протонов (рис. 46) [22]: в широком диапазоне энергий N_T лежит в пределах от 6,5 до 9,0. Рис. 47 показывает связь между количеством «тяжелых» треков N_T и ливневых частиц N_p , наблюдаемых при энергии 25 Гэв,

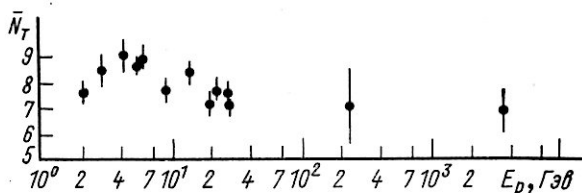


Рис. 46. Зависимость среднего числа черных и серых треков от энергии протонов.

для двух групп ядер фотоэмульсии: легких (С, N, O) и тяжелых (Ag, Вг), [22]. Обе группы ядер имеют различную зависимость. Для легких элементов количество плотных треков почти не зависит от N_p . Это может быть результатом того, что легкие элементы даже при незначительной величине передаваемой энергии будут полностью распадаться на протоны и α -частицы. У тяжелых элементов имеет

место линейное увеличение N_T в зависимости от N_p . Это объясняется тем, что их полная дезинтеграция маловероятна и количество излучаемых частиц поэтому сильно зависит от энергии, передаваемой ядру при рождении релятивистских частиц.

Величина B (см. табл. 18) обнаруживает систематический рост с возрастанием энергии падающих протонов. В области 130 Мэв $B=22 \text{ Мэв}$,

затем (примерно от 240 до 600 Мэв) B становится равным $40-50 \text{ Мэв}$ и, далее, сильно увеличивается. Увеличение B при энергиях, равных нескольким гигаэлектронвольтам указывает, что значительная доля падающей энергии расходуется на образование различного рода мезонов и гиперонов.

Такие же выводы получены в исследованиях с эмульсиями, помещенными в сильное магнитное поле и облучавшимися протонами с импульсом $24 \text{ Гэв}/c$ [27]. Анализ показывает, что в звездах с $N_{\pi} \geq 8$ пионы уносят примерно половину энергии, а остальная половина распределяется поровну между вторичными протонами и нейтронами. Протоны вылетают более направленно вперед, и приобретаемый ими импульс значительно больше, чем у пионов. Среди заряженных частиц протоны составляют главную часть. При сопоставлении звезд с $N_{\pi} < 17$ и $N_{\pi} \geq 17$ обнаружилось, что по мере увеличения передаваемой ядру энергии возрастает энергия, уносимая π -мезонами.

Соотношения различных типов взаимодействия протонов с веществом фотоэмульсии приведены в табл. 19 [6, 8, 10, 11].

Из табл. 19 видно, что число актов звездообразования примерно равно числу рассеяний протонов высоких энергий на сложных ядрах. Число (p, p) -рассеяний на атомах

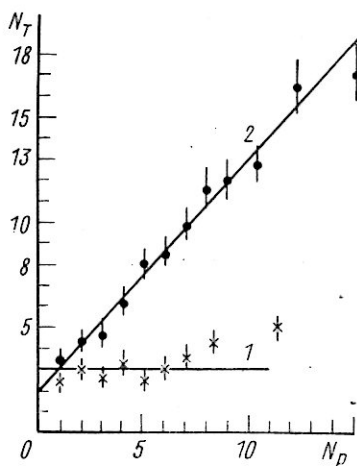


Рис. 47. Соотношение между числом релятивистских черных и серых треков в реакциях расщепления легкой (1) и тяжелой (2) компонент фотоэмульсии при 25 Гэв [22].

водорода, входящих в состав фотоэмульсий при 660 Мэв, не превышает 5% числа звезд.

Т а б л и ц а 19

Число различных взаимодействий протонов
с ядрами фотоэмульсии

Тип взаимодействия	Число событий	
	$E_p = 950 \text{ Мэв}[11]$	$E_p = 660 \text{ Мэв}[10]$
Звездообразование	202	58
Рассеяние на ядре	43 ($< 5^\circ$) + 29 ($> 5^\circ$)	50
(p, p)-Рассеяние	—	3
Исчезновение следов	0	2

Продолжение

Тип взаимодействия	Число событий	
	$E_p = 600 \text{ Мэв}[8]$	$E_p = 400 \text{ Мэв}[6]$
Звездообразование	140	29
Рассеяние на ядре	68 ($< 6,5^\circ$) + 23 ($6,5^\circ$)	7 ($< 10^\circ$) + 3 ($> 10^\circ$)
(p, p)-Рассеяние	—	—
Исчезновение следов	2	2

Интегральное распределение частот образования звезд (содержащих релятивистский трек) в зависимости от числа треков тяжелых частиц при энергии 26,7 Гэв и его разложение на компоненты приведено на рис. 48 [25]. Распределение построено для всех случаев, исключая (p, p)-взаимодействия с ядрами водорода. Можно видеть, что в интегральном распределении появляются «изломы» при $N_T = 5$ и 16 и имеется «хвост», отвечающий звездам с большим числом треков тяжелых частиц. Автор работы [25] выделяет в данном распределении случаи образования ливневых частиц в одиночных взаимодействиях с легкой ($N_T \leq 5$) и тяжелой ($N_T \leq 16$) компонентами эмульсии и случаи множественных процессов соударений в тяжелых ядрах (хвост).

Данные об образовании звезд, полученные различными авторами, при одинаковых энергиях падающих нуклонов в общем удовлетворительно согласуются друг с другом. Это видно, например, при сопоставлении результатов, полученных при энергиях протонов 130 [2] и 135 Мэв [4], 240 [3] и 245 Мэв [4], 350—400 [6] и 405 Мэв [7] и т. д.

Рассмотрим звезды, образованные в релятивистских эмульсиях нейтронами высоких энергий. Опыты проводились в интервале энергий от 190 Мэв до 1,5 Гэв [5, 6, 31—36]. Результаты исследований звезд от нейтронов приведены

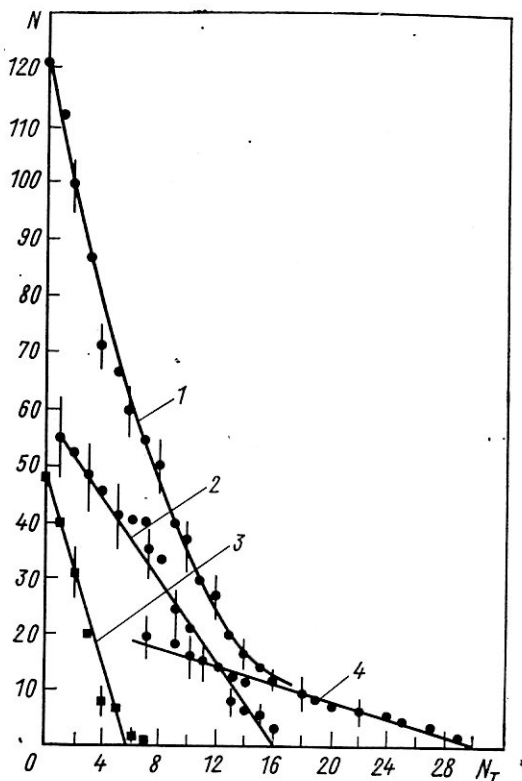


Рис. 48. Распределение звезд, содержащих релятивистский трек, по числу лучей:

1 — интегральное распределение всех звезд; 2 и 3 — распределения звезд на С, N, O и Ag Vg, сопровождающиеся испусканием небольшого числа частиц; 4 — распределения на AgVg для множественных процессов.

в табл. 20. В этой таблице используются те же обозначения, что и в табл. 18. Хотя в звездах от нейтронов легче отличить случаи 2-лучевых событий от пересечения следов, тем не менее мы приводим величину \bar{N} , вычисленную, как и в табл. 18, для распределений с тремя и более числом лучей.

Характеристики звезд, образующихся под действием нейтронов

$E_n, \text{Мэв}$	Распределение по числу лучей			Количество лучей в звездах			$B, \text{Мэв}$	Литература
	$Y_{\text{макс}}$	$N_{\text{макс}}$	\bar{N}	черных $N_{\text{ч}}$	серых $N_{\text{с}}$	релятивистских, $N_{\text{р}}$		
180	3	6	3,6	—	—	—	30	[5]
300	3	6	3,7	$(2,9 \pm 0,2)$	$(0,74 \pm 0,07)$	—	50	[6]
395*	3	9	4,2	—	—	—	43	[31]
900	5	12	4,6	(2,8)	(1,4)	(0,2)	75	[32]
1500	3—4	18	8,5	—	—	—	83	[33]

* Эмульсия, позволяющая дискриминировать многозарядные треки.

Из табл. 20 и 18 видно, что средние характеристики звезд, образованных нейтронами, подобны характеристикам, получаемым при бомбардировке протонами соответствующих энергий.

Относительно вероятности испускания серых следов имеются разрозненные данные: на фоне общего увеличения $N_{\text{с}}$ от $E_{\text{р}}$ при небольших энергиях часто серые треки отсутствуют. Процент звезд, содержащих по крайней мере один серый трек, уменьшается с увеличением числа лучей. Около 70% 2-лучевых звезд содержит серый трек [5, 6]. С ростом числа лучей доля серых треков уменьшается, и уже для 6-лучевых событий они почти не наблюдаются. Это установлено для протонов с энергией 240 [5] и 400 Мэв [6]. Для нейтронов с энергией 180 Мэв [5] частота появления серых следов несколько отличается от той, которая имеет место в случае бомбардировки протонами, но не очень сильно. По данным работы [10] ($E_{\text{р}} = 660 \text{ Мэв}$) около половины всех звезд содержит по одному или более серому треку, одна треть звезд не имеет таких лучей, а среднее число серых треков на одно расщепление составляет $0,98 \pm 0,2$. Таким образом, вероятность появления серых следов при указанной энергии составляет примерно половину сечения образования звезд. Согласно работе [6] число актов испускания серых треков при бомбардировке протонами или нейтронами с энергией около 400 Мэв примерно одинаково: 30% звезд не имеют серых треков, примерно 60% имеют по одному, а около 10% звезд имеют по два и более серых трека. Однако вопрос о вероятностях испускания серых следов еще изучен недостаточно.

§ 17. Угловые и энергетические распределения заряженных частиц

Сведения об угловых распределениях частиц, образующих в эмульсиях черные, серые и релятивистские треки, представлены в табл. 21. В большинстве случаев угловые распределения — это монотонно уменьшающиеся функции при росте угла вылета θ относительно направления падающих частиц. Поэтому для характеристики углового распределения достаточно привести величину отношения числа частиц, вылетевших в интервале углов от 0 до 90° , к числу частиц, испущенных в интервале углов от 90° до 180° (отношение вперед — назад).

Таблица 21
Отношение вперед — назад в угловых распределениях заряженных частиц

Бомбардирующие частицы	Энергия, <i>Мэв</i>	Тип трека				Литература	Примечание
		черный	слабо черный	серый	релятивистский		
Протоны	240	1,78	6,9	80	—	[4]	Все звезды $N_{\text{макс}} \geq 5$ $N_{\text{макс}} \geq 6$
	350—400	1,8	3,6	25,7	—	[6]	
	350—400	1,85	—	—	—	[6]	
	350—400	1,8	—	—	—	[6]	
	400	1,77	6,4	14,5	—	[6]	
	660	1,2	—	30,4	—	[10]	
	950	$1,4 \pm \pm 0,1$	—	4,6	24,0	[12]	
	2,2 <i>Гэв</i>	—	—	10,0	16,0	[13]	Тяжелые ядра Легкие ядра
	9,0 <i>Гэв</i>	1,86	—	2,8	6,9	—	
				4,1	8,7	[20]	
	9,0 <i>Гэв</i>	—	—	11,5	—	[17]	Тяжелые ядра $N_T \geq 8$
	24,0	1,16	—	2,3	—	[28]	
Нейтроны	180	1,69	9,3	26,1	—	[5]	
	400	1,88	4,5	8,0	—	[6]	
	900	$1,9 \pm \pm 0,3$	—	$3,2 \pm \pm 1,5$	$7,5 \pm \pm 3,0$	[32]	

Угловые распределения, полученные в работе [12], имеют максимумы при углах $\theta = 80^\circ$ для черных и $\theta = 40 \div 50^\circ$ для серых треков. Слабо черные треки [4, 6] характеризуются большей анизотропией. Отношение впе-

ред — назад для них испытывает значительные колебания при переходе от одной энергии к другой, что, возможно, обусловлено некоторым произволом в отборе таких треков. С этой точки зрения более надежным является выделение серых и релятивистских треков, которые при относительно малых энергиях налетающих частиц обнаруживают исключительно большую величину анизотропии. С возрастанием энергии степень анизотропии серых следов уменьшается. Немонотонный характер уменьшения величины отношения вперед — назад при различных энергиях может быть обусловлен трудностями разделения серых и релятивистских треков. Угловые распределения различных треков в звездах, образованных протонами и нейтронами, в общем, оказываются подобными друг другу.

Энергетические распределения частиц, соответствующих черным трекам (пробеги $\lesssim 4$ мм), изучались в звездах, образованных протонами с энергиями 140 Мэв [3], 600 Мэв [9], 660 Мэв [53], [10] и 950 Мэв [11], причем в последних двух работах среди черных треков выделялись медленные протоны и α -частицы. Во всех случаях энергетические распределения — это кривые, максимум которых находится примерно при одинаковой энергии (для протонов от 6 до 8 Мэв, для α -частиц от 10 до 14 Мэв). Кривые резко спадают в области малых энергий и сравнительно медленно в области высоких. Характерно, что в спектрах протонов и α -частиц появляется значительное число частиц уже при энергиях, в 3—5 раз меньших величин номинального кулоновского барьера. Последнее обстоятельство может быть отчасти объяснено наличием примеси расщеплений легких элементов, величина кулоновского барьера которых существенно ниже, а также снижением кулоновского барьера тяжелого ядра при его возбуждении. Указать границу распределения в области высоких энергий трудно из-за условности разделения черных и серых треков. Наиболее подробно спектры черных треков исследовались в работе [10]. Результаты этих исследований приведены на рис. 49 и 50. Авторы данной работы выделяли отдельно треки протонов и α -частиц, испущенных в переднюю и заднюю полусферы. Из рис. 49 и 50 видно, что имеется небольшое уменьшение энергии частиц, вылетающих в заднюю полусферу. Например, у протонов средняя энергия меньше на 12%, а у α -частиц на 17%, чем у частиц, вылетающих в переднюю полусферу. Это различие, более заметное у α -частиц, можно объяснить переносным движением ядер при испарении

и наличием примеси высокоэнергетичных α -частиц, испускаемых в каскадном процессе. Скорость переносного движения равна $\sim 1,5 \cdot 10^8$ см/сек [3]. Средняя энергия протонов и α -частиц, вылетающих по всем направлениям, составляет около 10,0 и 15,0 Мэв соответственно. На рис. 49 кривой показан спектр протонов, рассчитанный [10] по теории испарения при следующих значениях параметров: $V' = 2$ Мэв и $T = 4$ Мэв. Из рисунка видно, что результаты теории удовлетворительно согласуются с экспе-

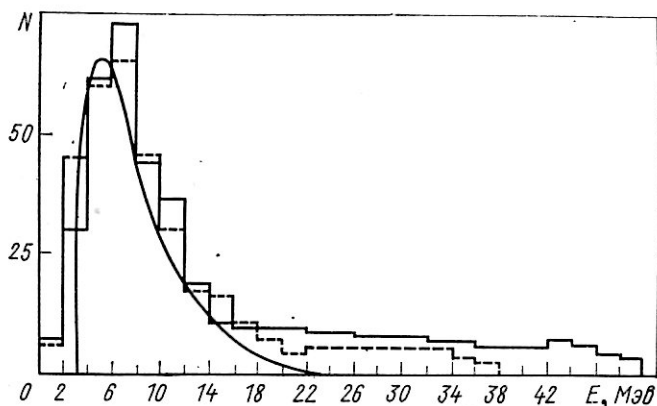


Рис. 49. Энергетический спектр протонов, образующихся при расщеплении ядер фотоэмульсии протонами с энергией 660 Мэв. Сплошная и штриховая гистограммы соответствуют протонам, вылетающим вперед и назад. Плавная кривая рассчитана по модели испарения.

риментом для основной части спектра частиц, вылетающих назад. Наличие хвоста при больших энергиях возможно обуславливается примесью выбитых протонов.

В работах [29, 30] исследовались энергетические распределения α -частиц в звездах, образованных протонами с энергией 360, 560 и 660 Мэв. Найдено, что лучшее согласие с опытом дает вариант теории испарения Хагедорна и Макке. Авторам работ [29, 30] удалось объяснить спектры α -частиц вплоть до энергий 14 Мэв, когда минимальные значения энергии возбуждения лежат в интервале от 50 до 200 Мэв. Авторы работы [30] также отмечают заметные примеси α -частиц более высоких энергий, особенно в направлении падающего пучка, происхождение которых они относят к каскадному процессу.

Относительное содержание протонов и α -частиц среди черных лучей измерялось при энергиях 660 и 950 Мэв [10, 12]. В случае расщепления тяжелой компоненты эмульсии в пределах погрешностей измерения отношение $(\alpha/p) = 0,36$. В работе [10] отмечается, что это отношение не зависит от величины энергии падающей частицы и числа лучей в звезде. При учете частиц, относящихся к классу серых треков, отношение $(\alpha/p) = 0,42$, тогда как по теории испарения Ле-Кутера в этом случае значение этого отношения должно быть равно 0,45.

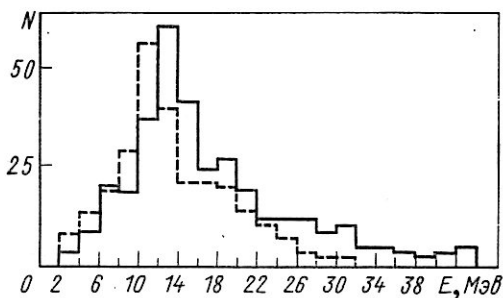


Рис. 50. Энергетический спектр α -частиц, образующихся при расщеплении ядер фотоэмульсии протонами с энергией 660 Мэв. Сплошная и штриховая гистограммы соответствуют α -частицам, вылетающим вперед и назад относительно пучка падающих протонов.

Отметим, что при сопоставлении экспериментальных данных с расчетами по модели испарения величина энергии, уносимой заряженными и нейтральными частицами, оказывается в известной мере неопределенной, поскольку в эмульсии не регистрируется испускание нейтронов. Например, энергия возбуждения может быть равна 70 и 200 Мэв в зависимости от того, поглощаются или нет в ядре рождаемые π -мезоны [12]. Аналогичный вывод сделан в работе [9], где приведены следующие значения энергий возбуждения: $U = 130 \pm 90$ и 290 ± 56 Мэв.

Энергетические распределения частиц, соответствующих серым следам, изучались в звездах, образованных протонами с энергиями 450, 950 Мэв [12] и 9,0 Гэв [20]. Во всех указанных работах считали, что серые следы — это протоны больших энергий. Но не исключено, что некоторую часть из них могли давать дейтоны, ядра трития, α -частицы,

если они испускались с большой энергией. Так же возможно, что некоторые серые треки образованы мезонами сравнительно малых энергий. Энергетические распределения серых треков показаны на рис. 51. По оси ординат отложена доля серых треков в процентах. Их энергия определялась большей частью методом счета зерен на единице длины. Как видно из рисунка, характер распределения серых треков в звездах при разных энергиях примерно одинаков.

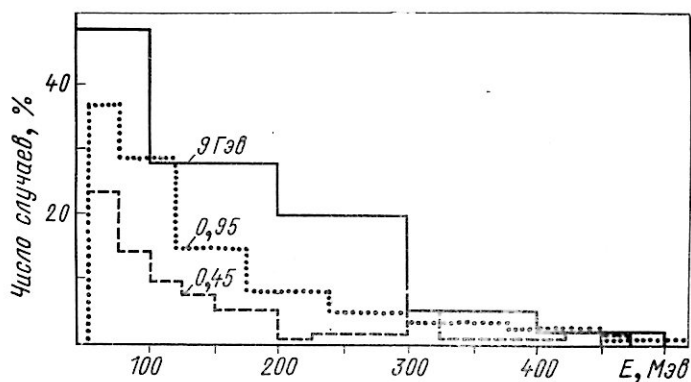


Рис. 51. Энергетические распределения частиц, образующих серые треки в фотоэмульсии [14, 22].

Во всех случаях наблюдается постепенное уменьшение количества треков с возрастанием их энергии. Гистограммы распределения простираются вплоть до 500 Мэв. Указанная верхняя граница — следствие того, что частицы более высоких энергий дают релятивистские треки. Вопрос о том, для всех ли энергий падающих частиц характер энергетического распределения треков одинаков, остается открытым.

§ 18. Расщепления легких и тяжелых ядер эмульсии

Расщепление легких ядер эмульсии изучали при бомбардировке их протонами с энергией 130 Мэв [2], 140 Мэв [34], 660 Мэв [11, 35, 36], 950 Мэв [37] и 9,0 Гэв [20], а также нейтронами с энергией 300 Мэв [38]. Для лучшей идентификации расщеплений, происходящих на легких ядрах,

звезды, образованные в обычной эмульсии, сравнивали со звездами в эмульсии, которая была разбавлена желатиной в соотношении 1 : 4 [2]. Акты расщепления легких ядер наблюдали в слое желатины, покрытом с обеих сторон эмульсией G-5 [38], и между слоями эмульсии П-9 [35]. При отборе случаев расщеплений легких элементов [20] считали, что число лучей в звезде должно быть меньше или равно 7; должны отсутствовать следы ядра отдачи и электрона распада остаточного ядра; среди всех следов хотя бы один должен иметь длину 10—50 мкм. Расщепления ядер углерода исследовали с помощью кристалликов алмаза, введенных в фотослой фотоэмульсии [36].

Сечение взаимодействия легких ядер эмульсии с протонами при энергии 130 Мэв найдено равным (160 ± 70) мбарн. Такая же величина вероятности расщепления приведена в табл. 19 для энергий 660 и 950 Мэв. Найдено, что в 25% актов расщеплений легких элементов наблюдаются ядра отдачи [35], а в 75% случаев происходит полный распад без образования ядер отдачи. В лучевых распределениях чаще всего встречаются события с числом лучей 2—3. По мере возрастания количества лучей число многолучевых звезд монотонно уменьшается. Доля звезд с одним, двумя, тремя и т. д. черными лучами при 660 Мэв [35] составляет: 2,7; 23,5; 36,6; 24,6; 9,7; 2,5 и 0,4% соответственно. При бомбардировке нейтронами в желатине среднее число лучей $\bar{N} \doteq 3,72 \pm 0,03$ [38] т. е. почти равно числу лучей, найденному для легких ядер фотоэмульсии $(3,65 \pm 0,1)$.

Количество черных, серых и релятивистских треков в случае расщеплений легкой компоненты характеризуется следующими данными. Уже при энергиях 140 Мэв 75% расщеплений сопровождается испусканием серых треков, которые направлены преимущественно в переднюю полусферу. Половина из них лежит в интервале углов от 0 до 40° по отношению к пучку. Отношение вперед—назад равно 9,6. Величина анизотропии распределения черных треков значительно меньшая, а для треков, приписываемых протонам, отношение вперед—назад равно $2,3 \pm 0,3$. Для 950 Мэв средние числа ливневых частиц, серых и черных треков в звездах с числом лучей, большим двух, равны соответственно: $0,65 \pm 0,05$; $1,10 \pm 0,07$ и $3,2 \pm 0,26$, а их отношения вперед—назад составляют: 17 ± 7 ; $4,3 \pm 0,7$ и $1,75 \pm 0,17$. В пределах погрешностей эти характеристики совпадают с соответствующими значениями для случаев расщеплений тяжелых элементов эмульсии. Сопоставляя

спектры на обоих компонентах эмульсии, можно говорить об относительно небольшом преобладании частиц с большими энергиями среди серых треков в случае расщеплений легких элементов эмульсии, тогда как средние значения $N_{\text{ч}}$ и $N_{\text{р}}$ совпадают. При энергии $9,0 \text{ Гэв}$ средние числа черных, серых и релятивистских треков для легкой компоненты равны: $3,3 \pm 0,1$; $1,4 \pm 0,1$ и $3,0 \pm 0,2$ соответственно. Между тем в среднем для всех ядер эмульсии эти числа равны $4,7 \pm 0,5$; $3,1 \pm 0,4$ и $3,2 \pm 0,2$. Отношения вперед — назад для релятивистских частиц и серых треков приведены в табл. 21. Как видно из работы [18], спектр серых треков несколько смещен в сторону больших энергий по сравнению со случаями расщепления тяжелых ядер эмульсии.

Количество α -частиц среди черных треков при расщеплении легких ядер оказывается выше, чем в среднем для всех ядер эмульсии. Доля α -частиц по отношению ко всем вылетевшим частицам монотонно растет с возрастанием числа лучей в звездах и для 5- и 6-лучевых событий это отношение равно $0,4$ [9]. Величина отношения (α/p) среди черных лучей для 660 Мэв [35] равна $1,5$. Для нейтронов с энергией 300 Мэв отношение (α/p) составляет $0,75 \pm 0,06$.

Энергетические распределения медленных протонов и α -частиц имеют вид, подобный спектрам частиц, испускаемых при расщеплениях тяжелых элементов, но смещены в сторону меньших энергий. Так, спектр α -частиц [34] имеет максимум в интервале энергий $2\text{—}4 \text{ Мэв}$ и монотонно спадает в область больших энергий. Аналогичная картина спектра α -частиц получена при энергии 950 Мэв [37].

Энергетические распределения протонов и α -частиц, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы, изучали подробно в работе [35]. Они подобны друг другу и имеют вид максвелловского распределения с небольшим преобладанием быстрых частиц, испускаемых вперед. Средняя энергия протонов, вылетающих назад, на 20% меньше, чем вылетающих вперед, в то время как у α -частиц это различие составляет около 17% . В противоположность тяжелым ядрам при расщеплении легких элементов более заметное различие в средней энергии наблюдается у протонов. Это, возможно, объясняется влиянием переносного движения ядра при испарении. Но данный вопрос серьезно не изучался, и для окончательного ответа требуются более тщательные наблюдения. Среднее значение энергии получено равным для протонов $5,4 \text{ Мэв}$, а для α -частиц —

8,3 Мэв. Средняя величина энергии возбуждения $\bar{U} \approx 35$ Мэв [35].

Изучение расщепления тяжелых ядер Вi и W выполнено в работе [44]. Ядра Вi и W вводили в эмульсию НИКФИ в виде порошков окиси или металлов и облучали протонами с энергией 460 Мэв. Сечение звездообразования у этих элементов оказалось равным $0,63 \pm 0,2$ и $0,54 \pm 0,21$ барн соответственно. Около 50% всех расщеплений сопровождается вылетом только нейтронов или протонов высоких энергий и в эмульсии не наблюдается. Спектры медленных протонов и α -частиц имеют максимумы при энергиях 6—8 и 14—16 Мэв соответственно (для усредненного ядра Вi + W). Спектры плавно спадают в сторону больших энергий. Температура ядра, найденная из спектра протонов, равна 2 Мэв, а из спектра α -частиц — 4 Мэв. Величина \bar{U} составляет около 80 Мэв.

§ 19. Звезды от дейтонов и α -частиц

Звезды, получаемые при бомбардировке эмульсии дейтонами, изучали в интервале энергий 35—190 Мэв [39], а также при энергиях 220 Мэв [40] и 275 Мэв [41]. Эти исследования выполнены на фотоэмульсиях разных типов (С-1, G-5, NTA), что надо учитывать при сравнении данных.

Основные характеристики звезд от дейтонов сходны с характеристиками событий на протонах и нейтронах. При небольших энергиях в основном происходят расщепления легких ядер эмульсии. Это видно, например, из спектров протонов и α -частиц, наблюдаемых в эмульсии С-1 [39]. Значения \bar{N} при 130, 190 и 220 Мэв равны 2,97; 2,64 и 3,0 соответственно. Максимальный выход ($Y_{\text{макс}}$) лежит на 2- и 3-лучевых событиях в зависимости от падающей энергии, а $N_{\text{макс}}$ при энергиях 220 и 275 Мэв составляет 6—8. Наибольший процент лучей направлен в переднюю полусферу. Средняя длина свободного пробега в эмульсии дейтонов с энергиями 220 и 275 Мэв по данным работ [40, 41] равна $18,8 \pm 2,6$ и $16,6 \pm 1,8$ см.

Специфической особенностью взаимодействий быстрых дейтонов с ядрами является процесс его развала, известный под названием реакции «срыва», которая детально исследовалась в области малых и средних энергий. Вследствие этого в звездах наблюдается относительно большое процентное

содержание серых треков, направление которых близко к направлению дейтона.

Найдено, что полуширина углового распределения быстрых протонов, 90% которых испускаются в переднюю полусферу, равна 18° . Приведенная величина значительно больше полуширины углового распределения нуклонов, получаемых в результате реакции срыва. Для реакции срыва при такой энергии полуширина должна быть равна $9,5^\circ$. Энергетическое распределение быстрых протонов, наблюдаемое в той же работе, охватывает интервал от 50 до 210 Мэв и имеет острый максимум в области 80—90 Мэв. Полуширина энергетического распределения всех протонов равна 70 Мэв. Для протонов срыва, т. е. протонов с углом движения относительно первоначального направления меньше 10° , максимум распределения приходится при 110 Мэв. Полученное экспериментальное значение полуширины энергетического распределения протонов срыва (40—50 Мэв) хорошо согласуется со значением, предсказываемым теорией (34—45 Мэв). Число серых треков, направленных вперед [39], примерно в 10 раз превышает число таких же треков в звездах на протонах.

Образование звезд в НТА-эмульсии изучали при энергиях α -частиц 210 Мэв [42], а в G-5 — при 380 Мэв [43]. Наиболее полные данные получены в работе [43]. Величина $\lambda_{зв}$ равна $18,4 \pm 0,9$ см. Общая картина распределения по числу лучей оказывается такой же, как и для других бомбардирующих частиц. Начинается распределение с однолучевых звезд $Y_{\text{макс}} = 2$. По мере увеличения числа треков процент событий монотонно уменьшается. Наблюдалось несколько звезд с $N_{\text{макс}} = 8$, $\bar{N} = 3,3$. Как и для других бомбардирующих частиц, отмечается сильная анизотропия в угловых распределениях серых треков по сравнению с черными. Для серых треков отношение вперед — назад равно 52, для черных треков это отношение составляет 2,4. Отношение числа черных треков к числу серых равно $1,57 \pm 0,1$.

В работе [43] также изучали особенности расщепления легких ядер. Треки, отождествляемые как протоны и α -частицы, отбирали по величине пробега. Найдено, что случаи расщепления легких элементов составляют 27% всего числа событий. Эта величина оказывается несколько меньше ожидаемой для эмульсии (37%), что объясняется, по-видимому, недостаточно надежным способом отбора реакций. Лучевое распределение начинается с 2-лучевых

звезд. Максимальный процент звезд соответствует 4- и 5-лучевым звездам, а среднее число лучей равно $\bar{N} = 4,4$. Среднее число черных треков на звезду равно 3,2. Угловое распределение черных треков более изотропно, чем серых. Для черных треков отношение вперед — назад равно 2,0, а для серых — 33 (под серыми треками подразумеваются протоны с энергией, большей 22 Мэв). В этой же работе наблюдались многочисленные случаи рассеяния α -частицы на сравнительно малые углы (до 10°), причем рассеяние на угол $4-5^\circ$ встречались примерно в два раза чаще, чем на большие углы.

Характерным отличием звезд, образованных α -частицами, является значительное число событий, содержащих два серых трека. Кроме того, угловое распределение серых треков оказывается более анизотропным. Так, для α -частиц 63% серых треков лежит в пределах углов, равных 20° от направления пучка. Для протонов в этом интервале углов лежит только 31% серых треков.

Специфические отличия звезд на α -частицах высоких энергий по сравнению со звездами на протонах можно объяснить процессом развала α -частицы в поле ядра на составляющие нуклоны, т. е. процессом, аналогичным реакции срыва у дейтонов.

§ 20. Расщепления с испусканием многозарядных частиц

Исследованиям характеристик испускаемых в ядерных расщеплениях многозарядных частиц, или фрагментов, посвящены работы [45—79]. Впервые излучение фрагментов наблюдали еще более 20 лет назад в звездах, образованных космическими лучами. Накопление экспериментального материала, особенно в последние годы, позволило исследовать основные особенности данного явления. Наиболее полный цикл работ по фрагментации выполнен Н. А. Перфиловым с сотр. с помощью разработанных ими мелкозернистых эмульсий П-9. В таких эмульсиях удается хорошо регистрировать фрагменты с $Z \geq 4$. Результаты исследований изложены в монографии [80]. В последнее время для изучения фрагментов все чаще применяют релятивистские эмульсии (G-5, НИКФИ-Р, П-Р и т. д.), совершенствуется техника исследований с помощью эмульсии П-9. Это позволяет с помощью фотоэмульсий исследовать не только фрагменты

с $Z > 3$, но и дейтоны, ядра трития и α -частицы с высокими кинетическими энергиями.

Фрагменты наблюдаются в реакциях расщепления уже при энергиях протонов около 100 Мэв [60], однако при этих энергиях вероятность процесса невелика [56, 60]. При расщеплении AgBr и C, N, O она примерно одинакова и составляет несколько миллибарн. С увеличением энергии

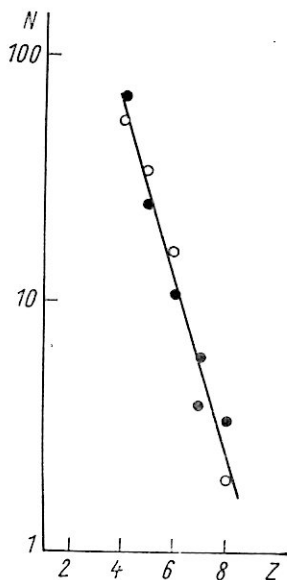


Рис. 52. Распределение фрагментов по заряду: ● — энергия падающих протонов 6,2 Гэв [52]; ○ — 9 Гэв [81].

протонов вероятность вылета многозарядной частицы сильно возрастает (в 10^2 — 10^3 раз). Когда энергии налетающих протонов достигают 2—3 Гэв, суммарное сечение испускания фрагментов (с $Z > 4$) выходит на плато и становится равным 100 мбарн, т. е. составляет 10% полного сечения неупругого взаимодействия [52]. Дальнейшее увеличение энергии падающих протонов не отражается заметно на выходах многозарядных частиц.

Вылет фрагментов из ядер сопровождается излучением других частиц. В подавляющем числе наблюдений количество сопровождающих фрагмент частиц достаточно велико ($N_T \sim 10$ и в зависимости от падающей энергии может достигать 30—40). Испускание фрагмента происходит почти в каждом акте взаимодействия, когда число черных треков достигает 10. К сожалению, нет единой точки зрения отно-

сительно того, как зависит выход многозарядных частиц в звездах от числа лучей. В некоторых работах [65] обнаружен быстрый рост выхода вначале и его замедление при больших N_T . В других работах [50, 61, 63, 67] монотонный рост вероятности испускания фрагмента наблюдается во всем диапазоне исследованных значений N_T . Звезды, сопровождаемые вылетом фрагментов, по сравнению с обычными звездами отличаются большим числом лучей. Число протонов и α -частиц в звездах с фрагментами в среднем в 1,8 раза больше, чем в обычных расщеплениях [46, 52].

Распределение фрагментов по заряду во всех исследованиях получено примерно одно и то же. Логарифм выхода

фрагмента линейно уменьшается с увеличением заряда фрагмента (рис. 52). Распределение не зависит от энергии падающих протонов в интервале $0,1-9 \text{ Гэв}$ [46, 51—53, 57]. С достаточной степенью точности это распределение аппроксимируется зависимостью типа $P_i(Z) \sim \exp(-nZ)$. Показатель степени n для фрагментов с $Z \approx 4$ близок к единице [53].

С наибольшей вероятностью излучаются стабильные фрагменты [52]. Радиоактивные ядра испускаются с вероятностями, в 3—10 раз меньшими. Например, отношение выходов $[^8\text{Li}/(^6\text{Li} + ^7\text{Li} + ^8\text{Li})]$ при энергии 930 Мэв получено равным $0,012 \pm 0,009$ [53]. Таким образом, наиболее часто наблюдаемый характерный «молоткообразный» трек, обязанный распаду изотопа ^8Li , среди других изотопов лития встречается всего в нескольких процентах случаев. По данным работы [61] среди молоткообразных треков отношение выходов ядер $^8\text{Li} : ^8\text{B} : ^9\text{Li} = 94,7 : 2,9 : 2,4$. По другим данным [62] относительная вероятность испускания ^8Li и ^8B при энергии $9,0 \text{ Гэв}$ составляет $1,88 \pm 0,18$ и $0,06 \pm 0,03$, а при 24 Гэв — $2,49 \pm 0,25$ и $0,14 \pm 0,04$.

Энергетические распределения хорошо измерены у фрагментов Li, Be, B, C. Об энергетических распределениях более тяжелых фрагментов имеются только отрывочные сведения. Спектры одних и тех же ядер почти во всех опытах независимо от энергии бомбардирующей частицы имеют примерно одинаковый вид. Они представляют собой кривые с максимумами, лежащими вблизи энергии кулоновского барьера и по виду похожи на спектры медленных протонов и α -частиц. Положения максимумов спектров несколько смещаются в сторону более высоких энергий по мере увеличения атомного номера фрагмента. Кривые спектров резко спадают в сторону малых и медленно в сторону больших энергий. Типичный спектр для изотопа ^8Li показан на рис. 53 [67]. Зависимость от энергии падающих протонов сказывается на хвосте спектра, число частиц в котором увеличивается.

Угловое распределение фрагментов зависит от энергии бомбардирующих протонов. Оно резко анизотропно при малых энергиях ($< 100 \text{ Мэв}$) и становится все более изотропным с ростом энергии. Значения отношений вперед — назад у фрагментов с $Z \geq 4$ для энергий протонов $100, 350, 460, 660, 930 \text{ Мэв}$ и $9,0 \text{ Гэв}$ соответственно равны: $9,0 \pm 2,7$ [57], $3,1 \pm 0,5$; $2,8 \pm 0,3$; $3,0$ [46], $2,3 \pm 0,7$ [53] и $2,1 \pm 0,2$ [52]. Подобная зависимость видна у ^8Li (табл. 22), причем для максимальных энергий отношение вперед — назад становится почти равным единице. Угловые распре-

деления оказываются неодинаковыми и для фрагментов с различными кинетическими энергиями. Угловые распределения медленных фрагментов более изотропны, чем распределения фрагментов больших кинетических энергий. Если отбирать осколки с энергиями меньше и больше 60 Мэв [51], то значения отношений числа частиц, испускаемых вперед и назад, при этом отличаются в 10 раз. Аналогичная зависимость в угловых распределениях ${}^8\text{Li}$ наблюдалась в работах [67, 68].

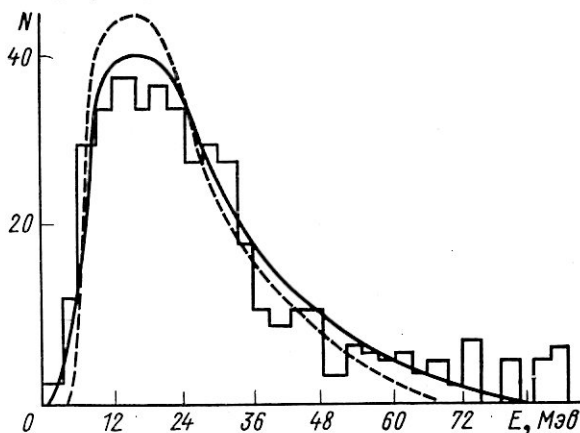


Рис. 53. Энергетический спектр ${}^8\text{Li}$, образующегося при облучении фотоэмульсии протонами с энергией 9 Гэв [67].

Гистограмма — экспериментальные данные. Сплошная и штриховая кривые рассчитаны по модели испарения для величин переносной скорости $\tau=0,015$ с и $\tau=0$ соответственно.

В табл. 22 приведены основные параметры распределения фрагментов ${}^9\text{Li}$ в звездах, образуемых на AgVg протонами с энергией от 0,95 до 28 Гэв. Среднее число черных треков, сопровождающих событие, возрастает в указанном интервале энергий протонов примерно в три раза.

К сожалению, статистика работ по множественности испускания фрагментов невелика. Недостаточно надежны отделения актов рождения нескольких фрагментов с большими Z от случаев деления ядра.

Особый интерес представляет испускание фрагментов с большими кинетическими энергиями (порядка 10 Мэв/нуклон). Испускание α -частиц с энергиями около 30 Мэв в эмульсии П-9 в интервале энергии протонов от 100 до 660 Мэв исследовали в работах [73, 74]. Образование

Характеристики образования фрагментов ${}^8\text{Li}$ в звездах на AgBr

E_p , Гэв	$\sigma({}^8\text{Li})$, мбарн	Значение отношения вперед— назад	Параметры модели испарения			N_d	Литера- тура
			V , Мэв	T , Мэв	v/c^{2*}		
0,95	$1,1 \pm 0,3$	2,5	8	6	0,0014	6,5	[49]
5,7	$1,4 \pm 0,1$	$1,7 \div 1,9$	6	4,3(7,8)	—	10,3	[50]
9,0	$2,6 \pm 0,26$	$1,44 \pm 0,2$	5	12,5	0,013	20,9	[62, 63]
9,0	$2,4 \pm 0,6$	$1,7 \pm 0,2$	5	10	0,015	$12,5 \div$ 14,3	[67, 69]
9,0*	$4,95 \pm 0,68$	$1,39 \pm 0,21$	9,6	14,9	0,014	22,5	[65]
19,0	2,7	$1,6 \div 1,7$	5	10	0,015	14	[68]
24,0	$2,1 \pm 0,26$	$1,54 \pm 0,22$	3	$12 \div 15$	0,015	20,9	[62, 63]
28,0	$1,8 \pm 0,22$	$0,94 \pm 0,14$	10	10	0,014	19,3	[72]

* Расщепление Рь.

** Переносная скорость в долях скорости света.

α -частиц с энергиями в несколько сот мегаэлектронвольт под действием протонов с энергиями $E_p = 9,0$ и $19,5$ Гэв наблюдалось в работах [76—78].

В работе [79] изучали рождение дейтонов с энергиями от 170 до 1050 Мэв под действием протонов с импульсами 23 и 24 Гэв/с. Обнаружение треков α -частиц и дейтонов столь высоких энергий стало возможным после серьезного усовершенствования методов наблюдения. Сечение образования энергичных α -частиц на тяжелых ядрах [73, 74] монотонно увеличивается с 20 до 80 мбарн при переходе от $E_p = 100$ к $E_p = 660$ Мэв, а на легких ядрах эмульсии оно остается постоянным и равным 12 мбарн. Отношение вперед — назад равно 6,5 ($E_p = 660$ Мэв). Какой-либо связи между вероятностью вылета быстрой частицы и числом лучей в звезде не видно. Сечения образования α -частиц с $E_\alpha > 100$ Мэв при $E_p = 9,0$ и $19,5$ Гэв равны соответственно $51,2 \pm 6,1$ и $51,4 \pm 7,2$ мбарн [76—78]. Выходы более энергичных частиц в обоих случаях уменьшаются с ростом их энергии примерно одинаково. Если за единицу принять τ ($E_\alpha > 100$ Мэв), то при $E_p = 9$ Гэв для $E_\alpha > 200$; > 300 ; > 400 Мэв и 1 Гэв отношения выходов соответственно составляют 1 : 0,38 : 0,13 : 0,1 : 0,09, а при 19,5 Гэв они равны 1 : 0; 36 : 0; 15 : 0; 0,5 : 0,04. Средние энергии α -частиц равны 250 ± 22 и 230 ± 18 Мэв соответственно. Максимальные энергии равны около 1,5 Гэв и не больше 25 Гэв. Испускание энергичных частиц характеризуется сильной анизотропией. Отношение вперед — назад равно 10 и 13.

С увеличением энергии α -частиц уменьшается $\bar{\theta}$ — средний угол вылета относительно пучка протонов — с $54 \pm 4^\circ$ ($E_\alpha > 100$ Мэв) до 35 ± 7 ($E_\alpha > 300$ Мэв). Спектры α -частиц аппроксимируются [78] зависимостью вида $P(E)dE \sim \sim E^{-2.6 \pm 0.4} dE$. Отметим, что примерно такая же зависимость для спектра α -частиц получается из выходов вторичных реакций на Вi при $E_p = 120$ Мэв.

В работе [79] среди вторичных однозарядных частиц с энергиями несколько сот мегаэлектронвольт в звездах с $N_T \geq 4$ найдено 190 протонов, 19 дейтонов и 4 ядра трития. Таким образом, относительный выход протонов — $1,155 \pm \pm 0,084$, а дейтонов — $0,094 \pm 0,02$. Среди дейтонов с энергиями от 210 до 1040 Мэв только четыре могут быть связаны с рождением релятивистских частиц, а большинство возникает в других процессах.

С ростом энергии падающих частиц увеличивается множественность испускания фрагментов. Если при 660 Мэв [46] выход двух и трех фрагментов не превышает 4 и 0,9% полного числа осколков, то при энергии 930 Мэв [53] их выходы увеличиваются до 20 и 7%. При 9,0 Гэв [52, 55] относительные выходы двух, трех и четырех фрагментов несколько иные: 10,7—12; 1,1—1,3 и 0,17%. Испускание двух фрагментов ${}^8\text{Li}$ [55, 64, 65, 67, 68] составляет в среднем от 1,5 до 3,5, а случаи вылета трех фрагментов ${}^8\text{Li}$ оцениваются как 0,6% полного сечения образования ${}^8\text{Li}$. При рождении нескольких фрагментов наиболее вероятны случаи, когда один из них имеет $Z = 3$, а второй — $Z = 4$, вплоть до $Z = 9$ [55]. Значительно реже встречаются события, когда заряд одного равен 5, а у остальных еще выше. При множественном рождении отмечается угловая корреляция между осколками [52, 55, 64, 67, 68]. Фрагменты разлетаются в основном под углами от 120 до 180° , причем какой-нибудь связи среднего угла разлета от заряда фрагмента не обнаруживается. Энергетические распределения многозарядных частиц при множественном рождении подобны распределениям одиночных фрагментов. Это, вероятно, свидетельствует о том, что испускание фрагментов происходит независимо друг от друга.

ЛИТЕРАТУРА

1. Seed R. G. Phys. Rev., 87, 182 (1952).
2. Lees C. P. et al. Phil. Mag., 44, 304 (1953).
3. Morrison G. C., Muirhead H., Rosser W. G. V. Phil. Mag., 44, 1326 (1953).
4. Germain L. S. Phys. Rev., 82, 596 (1951).

5. Fishman H., Perry A. M. Phys. Rev., **86**, 167 (1952).
6. Bernardini G. et al. Phys. Rev., **80**, 905 (1950); **85**, 826 (1956).
7. Sprague A. D. Phys. Rev., **94**, 994 (1954).
8. Lock W. O., March P. V. Proc. Roy. Soc., **A230**, 222 (1955).
9. Bovet C. L. Helv. Phys. Acta, **37**, 361 (1964).
10. Григорьев Е. Л., Соловьева Л. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 932 (1956).
11. Lock W. O. et al. Proc. Roy. Soc., **A230**, 215 (1955).
12. Lock W. O. et al. Proc. Roy. Soc., **A231**, 368 (1955).
13. Smith L. W. et al. Phys. Rev., **92**, 851 (1953).
14. Launitti J. et al. Phys. Rev., **98**, 258 (1955).
15. Savanagh R. E. et al. Phys. Rev., **100**, 1263 (1955).
16. Rajoradhye W. Y. Phil. Mag., **5**, 537 (1960).
17. Богачев Н. П. и др. «Атомная энергия», **4**, 281 (1958).
18. Жданов Г. Б. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 611 (1959).
19. Богачев Н. П. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 432 (1960).
20. Барашенков В. С. и др. Препринт ОИЯИ, Р-331. Дубна, 1959; Nucl. Phys., **14**, 552 (1960).
21. Bristan C. et al. Nuovo cimento, **20**, 1017 (1961).
22. Meyer H. Nuovo cimento, **28**, 1399 (1963).
23. Sviyanovich G. Nuovo cimento, **20**, 1012 (1961).
24. Bizzeti P. G. et al. Nuovo cimento, **27**, 6 (1963).
25. Lim Y. K. Nuovo cimento, **26**, 1221 (1962).
26. Barbaro-Galtieri A. Nuovo cimento, **21**, 469 (1961).
27. Jabrowska K. Nucl. Phys., **60**, 654 (1964).
28. Bogdanowich I. et al. Nucl. Phys., **40**, 270 (1963).
29. Остроумов В. И. «Докл. АН СССР», **103**, 413, 1955; «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 3 (1957).
30. Ваганов П. А., Остроумов В. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **33**, 1131 (1957).
31. Сидоров В. М., Григорьев Е. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **33**, 1179 (1957).
32. Morton W. T., Munir B. A. Philos. Mag., **4**, 933 (1959).
33. Coor T. et al. Phys. Rev., **98**, 1369 (1955).
34. Muirhead H., Rosser W. G. V. Phil. Mag., **46**, 652 (1955).
35. Перфилов Н. А., Серебрянников Ю. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **40**, 400 (1961).
36. Жданов А. П., Федотов П. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 392 (1959); **41**, 1870 (1961); **43**, 805 (1962).
37. McKeague R. Proc. Roy. Soc., **A236**, 104 (1956).
38. Blau M. Phys. Rev., **91**, 949 (1953).
39. Gardner E., Peterson V. Phys. Rev., **75**, 364 (1949).
40. Соловьева Л. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 1086 (1956).
41. Appa Rao M. V. K., Lavakare R. J. Nuovo cimento, **29**, 321 (1963).
42. Gardner E. Phys. Rev., **75**, 379 (1949).
43. Sherman D. F. Phys. Rev., **98**, 259 (1955); **101**, 324 (1956).
44. Перфилов Н. А., Остроумов В. И. «Докл. АН СССР», **103**, 227 (1955).
45. Titterton E. W. Philos. Mag., **42**, 113 (1951).

46. Ложкин О. В., Перфилов Н. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 913 (1956).
47. Ложкин О. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **33**, 354 (1957).
48. Остроумов В. И., Яковлев Ю. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 1358 (1958).
49. M u n i g V. A. Philos. Mag., **1**, 355 (1956).
50. G o l d s a c k S. J. et al. Philos. Mag., **2**, 149 (1957).
51. N a k a g a w a S. et al. Nuovo cimento, **9**, 780 (1958).
52. Перфилов Н. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 345 (1960).
53. Ложкин О.В. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **58**, 1388 (1960).
54. Горичев П. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **41**, 35 (1961).
55. Горичев П. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **41**, 327 (1961).
56. Горичев П. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **46**, 1897 (1964).
57. Арифханов У. Р. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 1115 (1960).
58. Макаров М. М., Перфилов Н. А., «Докл. АН СССР», **138**, 579 (1961).
59. Лепехин Ф. Г., Макаров М. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 68 (1963).
60. Макаров М. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **46**, 809 (1964).
61. G a j e w s k i W. et al. Nucl. Phys., **37**, 226 (1962).
62. G a j e w s k i W. et al. Nucl. Phys., **45**, 27 (1963).
63. G a j e w s k i W. et al. Nucl. Phys., **58**, 17 (1964).
64. G a j e w s k i W. et al. Phys. Lett., **1**, 133 (1962).
65. G a j e w s k i W. et al. Nucl. Phys., **69**, 445 (1965); **47**, 1178 (1964).
66. S t e i n R. Nucl. Phys., **60**, 609 (1964).
67. Богачев Н. П. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 493 (1963).
68. Богачев Н. П. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 1869 (1963).
69. Богачев Н. П. «Докл. АН СССР», **148**, 1046 (1963).
70. K a s z a r o w s k i R., M a k o w s k a E. Nucl. Phys., **74**, 348 (1965).
71. M a k o w s k a E. et al. Nucl. Phys., **79**, 449 (1966).
72. S h a k k a l a k a l D. A., B a r k o w A. J. Nuovo cimento, **41**, 249 (1966).
73. Остроумов В. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **36**, 367 (1959); **39**, 105 (1960).
74. Остроумов В. И., Филов Р. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **376**, 643 (1959).
75. V a k e r E. W. et al. Phys. Rev., **117**, 1352 (1960); **123**, 641 (1961); **126**, 729 (1962).
76. Такибаев Ж. С. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **26**, 592 (1962).
77. Такибаев Ж. С. и др. «Докл. АН СССР», **156**, 785 (1964).
78. Такибаев Ж. С. и др. «Ядерная физика», **3**, 849 (1960).
79. K a t a l A. A. et al. Nuovo cimento, **43**, 91 (1966).
80. Перфилов Н. А. и др. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М., Изд-во АН СССР, 1962.
81. N a k a g a w a S. et al. J. Phys. Jap., **12**, 747 (1957).

**ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЙ
МЕТОДОМ СЧЕТЧИКОВ И МАГНИТНОГО АНАЛИЗА****§ 21. Выходы, угловые и энергетические распределения медленных заряженных частиц**

Подробные данные по эмиссии медленных вторичных заряженных частиц из различных металлических фольг получены в работах [1, 2]. В работе [1] измеряли относительные выходы и энергетические спектры частиц, испускаемых при бомбардировке ряда элементов (от Be до U) α -частицами, дейтонами и протонами с энергиями 375, 187 и 332 Мэв соответственно. В этой же работе изучали относительные выходы заряженных частиц в интервалах углов $0 \pm 10^\circ$; $45 \pm 10^\circ$; $135 \pm 10^\circ$ при облучении некоторых мишеней (Be — Ag) α -частицами с энергией 240 Мэв. В работе [2] измеряли относительные выходы и энергетические спектры заряженных частиц, испускаемых из Be и C под действием протонов с энергией 330 Мэв. Для определения энергии вылетающих частиц и разделения их по массам применяли сепарацию траекторий в магнитном поле ускорителя, а детекторами служили фотографические эмульсии. Регистрацию частиц проводили в обеих работах примерно в одинаковых интервалах радиусов кривизны траекторий, которым отвечают следующие энергии протонов и α -частиц: 5, 10 и 20 Мэв. Спектры измеряли для углов вылета $0 \pm 10^\circ$. Относительные вероятности испускания различных типов заряженных частиц под действием протонов для суммы интервалов радиусов кривизны приведены в табл. 23. При бомбардировке дейтонами и α -частицами высоких энергий эти характеристики оказались в большинстве случаев такими же, как и на протонах. Из табл. 23 видно, что у всех мишеней с наибольшей вероятностью излучаются вторичные протоны и α -частицы. С меньшей вероятностью испускаются ядра дейтерия, трития ^3He и еще реже вылетают 3- и 4-зарядные ядра. На легких мишенях (Be, C и Al) вероятность испускания протонов и α -частиц оказывается примерно одинаковой. У более тяжелых элементов отношение $(\alpha/p) =$

$= 0,2 \div 0,3$. Данные по вероятностям вылета различных частиц из Ве в работах [1, 2] удовлетворительно согласуются друг с другом. Для урана приведенные значения следует считать ориентировочными, так как примерно одна треть треков осталась не отождествленной.

Таблица 23
Относительный выход частиц, испускаемых под действием протонов с энергией 330 Мэв, %

Вылетающие частицы	Результаты работы [1]						Результаты работы [2]	
	Be	Al	Ni	Ag	Au	U	Be	C
p	30,5	52,3	76,9	77,4	73,3	46,0	27,6	28,6
d	11,5	5,6	3,0	4,0	1,9	3,4	11,7	8,9
t	6,0	1,1	0,1	1,3	0,2	1,0	11,8	5,1
^3He	8,9	2,2	2,1	1,0	0,4	1,6	10,7	9,1
α	37,4	34,1	16,9	15,6	23,2	15,0	33,6	40,2
$^6\text{Li}, ^7\text{Be}$	2,7	—	0,5	0,2	—	—	2,2	1,9
^7Li	0,30	—	0,1	—	—	—	1,0	1,7
^8Li	0,5	—	—	—	—	—	—	0,1
Неидентифицированные	2,2	4,0	0,4	0,5	1,0	32,6	2,0	4,4
Полное число треков	802	820	777	754	589	733	1050	811

Наблюдения частиц под разными углами к направлению бомбардирующего пучка показали, что в случае легких мишеней имеет место значительная угловая анизотропия. Например, для Ве при изменении угла наблюдения от 0 до 135° выход протонов уменьшается с 13,7 до 3% и α -частиц от 24,4 до 2,5%. (Выход всех частиц под углами $0,45^\circ$ и 135° принимается за 100%.) В случае алюминия соответствующие выходы изменяются от 20,6 до 9,2% и от 15,8 до 5,0%.

Для элементов среднего атомного веса угловая анизотропия меньше: для Ni выходы протонов уменьшаются от 36,3 до 23,6%, а выходы α -частиц увеличиваются от 1,9 до 4,2% при переходе от 0 к 135° . Для Ag для тех же углов выходы протонов возрастают от 27,0 до 35,1% и выходы α -частиц — от 0,3 до 3,9%. Данные для 45° занимают промежуточное положение между данными для 0 и 135° .

Аналогичные угловые зависимости наблюдаются для дейтронов, ядер трития, ${}^3\text{He}$ и т. д.

Спектры протонов и α -частиц, испускаемых из различных мишеней под действием α -частиц высоких энергий, приведены на рис. 54. Как видно из рисунка, спектры вторичных частиц не похожи друг на друга. Некоторые из них имеют максимум, другие — спадающий характер и т. д. Различны и энергии, при которых лежат максимумы. Например, для Ве спектр протонов представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс, в то время как спектр α -частиц имеет небольшое спадание с ростом энергии. Для более тяжелых элементов спектры протонов и α -частиц представляют собой кривые с максимумами, лежащими при различных энергиях. Например, у Ag максимум в спектре протонов лежит при энергии 9, а в спектре α -частиц при 16 Мэв, т. е. почти при тех же энергиях, какие наблюдаются в фотоэмульсии. Для Au и U видны только максимумы спектров протонов и начальные участки спектров α -частиц. Энергетические распределения α -частиц из тяжелых мишеней (Ni — U) содержат заметную долю частиц, вылетевших с энергиями, значительно меньшими кулоновского барьера.

Аналогичные результаты получены в работе [3], в которой измеряли с помощью специальных пропорциональных счетчиков угловые и энергетические распределения медленных протонов при облучении Zn, Sn, Ta и Pb протонами с энергией 160 Мэв. Регистрировались частицы в интервале от 4 до 24 Мэв, вылетающие из мишеней под углами, близкими к 90° . Энергетические распределения медленных протонов оказываются подобными друг другу. Они имеют максимумы, лежащие на 1—2 Мэв ниже высоты кулоновского барьера. Ординаты спектров максимальны у Zn, а при переходе к Pb уменьшаются почти в 3—4 раза. По форме спектры близки к испарительным и напоминают кривые, приведенные на рис. 54.

Относительные вероятности испускания протонов и α -частиц из различных газообразных мишеней определяли с помощью камеры Вильсона при бомбардировке нейтронами с энергией 90 Мэв [4]. Заряженные частицы классифицировались на протоны и α -частицы по числу δ -лучей, наблюдаемых в соответствующих треках. Результаты представлены в табл. 24.

Из этих измерений видно, что легкие газы дают более высокое отношение α/p числа испущенных α -частиц к числу

испущенных протонов p , чем тяжелые. Отношение α/p для тяжелого элемента (Кг) оказалось почти равным величине,

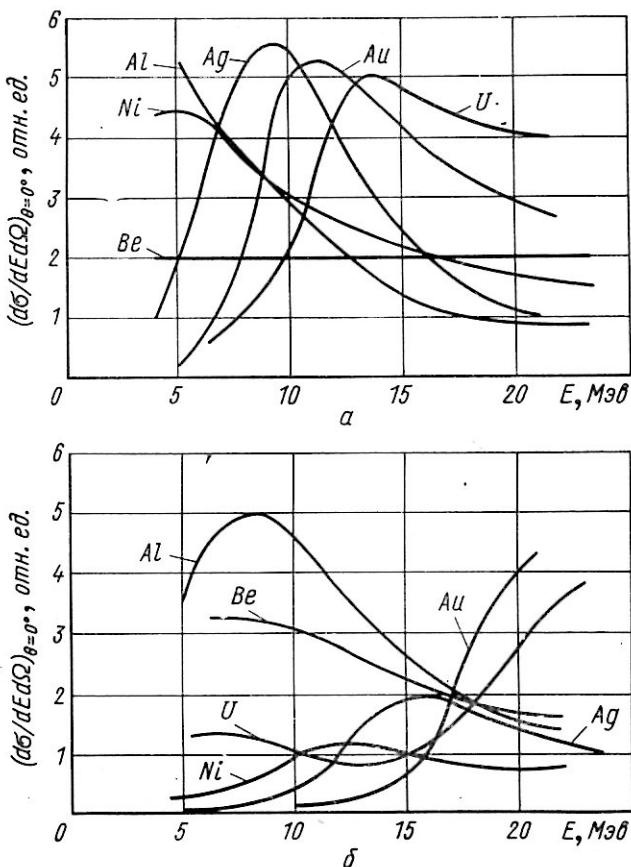


Рис. 54. Энергетические спектры протонов (а) и α -частиц (б) с энергией меньше 20 Мэв, испускаемых под углом 0° к направлению пучка при бомбардировке Be, Al, Ni, Ag, Au и U α -частицами с энергией 375 Мэв [1]. Погрешность в сечении равна примерно 10%. Разрешение по энергиям — для протонов около 50, для α -частиц — 10%.

полученной в фотоэмульсии при расщеплениях тяжелых компонентов ($\sim 0,3$). Авторы настоящей работы объясняют преобладание α -частиц у легких газов большим вкладом реакции (n, α).

Таблица 24

Относительная вероятность испускания протонов и α -частиц под действием нейтронов

Мишень	Отношение α/p в звездах			Среднее значение α/p
	2-лучевых	3-лучевых	4-лучевых	
O	2,68	1,57	2,82	2,1
Ne	2,14	1,35	1,30	1,7
Ar	0,88	0,98	0,84	0,9
Kr	0,11	0,29	0,21	0,21

§ 22. Быстрые заряженные частицы

Выходы протонов, дейтронов и ядер трития, образующихся при бомбардировке различных мишеней протонами и нейтронами с энергией 300 Мэв, изучали в работе [5]. Измерения проводили с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков для углов вылета 26, 40 и 60°. Вылетающие частицы разделяли по величине радиуса кривизны траектории частиц в магнитном поле и по ионизационным потерям частиц, измеренных в одном из толстых сцинтилляторов. Дифференциальные сечения испускания протонов с энергиями больше 36 Мэв приведены в табл. 25. Из таблицы видно, что по мере увеличения порядкового номера мишени выходы протонов возрастают примерно в 9 раз. Вероятность испускания протонов под действием нейтронов оказывается в 2,5—3 раза меньше, чем при облучении протонами. Отношения вероятности вылета протонов из Al и Si к вероятности вылета из C при облучении нейтронами оказываются равными примерно 2 и 4 соответственно.

В спектрах протонов под некоторыми углами наблюдения при облучении ядер протонами обнаруживаются максимумы для разных мишеней, лежащие при энергиях 200 Мэв (26°) и примерно от 170 до 200 Мэв (40°). По форме и полуширине они немного различаются друг от друга и являются пиками квазиупругого рассеяния протонов на нуклонах ядра.

Подробные исследования спектров протонов, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 660 Мэв с ядрами бериллия, углерода, меди и урана, выполнены в работах [6—8]. На рис. 55 показаны полученные в этих исследованиях энергетические спектры протонов, выле-

Сечение испускания протонов с энергиями больше
36 Мэв, мбарн/стер

Мишень	Угол вылета протонов, град		Бомбардирующие частицы с энергией 300 Мэв
	26	40	
Li	—	35,3±3,0	Протоны
C	70±4,0	52,3±4,0	
Al	130,1±5,0	89,0±4,0	
Cu	188,5±7,0	142,8±6,0	
Cd	—	193,2±9,0	
Pb	290,0±12,0	234±12	
U	—	251±11	
Li	—	9,6±0,9	Нейтроны
C	27,7±2,0	16,2±0,8	
Al	49,2±3,0	29,7±1,4	
Cu	76,3±5,0	46,8±1,9	
Cd	—	64,2±2,4	
Pb	120,2±9,0	80,4±3,3	
U	—	83,3±3,3	

тающих под разными углами из мишеней С, Си и U. Как видно из рисунка, спектры вторичных протонов из всех мишеней при различных углах наблюдения заметно меняются. При угле наблюдения 7° четко вырисовывается интенсивный пик с энергией между 600 Мэв и предельной энергией падающих протонов. С левой стороны видна небольшая добавка пика протонов с энергией около 600 Мэв. Правый пик обязан процессу дифракционного рассеяния на ядрах, а левый — процессу квазисвободного рассеяния на ядерных нуклонах. Небольшой «прилив» слева к пику дифракционного рассеяния авторы приписывают процессу почти упругого рассеяния, приводящего к коллективным возбуждениям ядер. Ниже 600 Мэв имеется почти постоянное количество протонов с энергиями вплоть до 100 Мэв. При угле наблюдения 12,2° правый пик уменьшается по величине и становится сравнимым с левым пиком (с энергией около 600 Мэв). Несколько возрастает интенсивность непрерывного участка спектра. При угле наблюдения, равном 30°, на спектрах имеется лишь один широкий пик, лежащий в интервале от 600 до 300 Мэв.

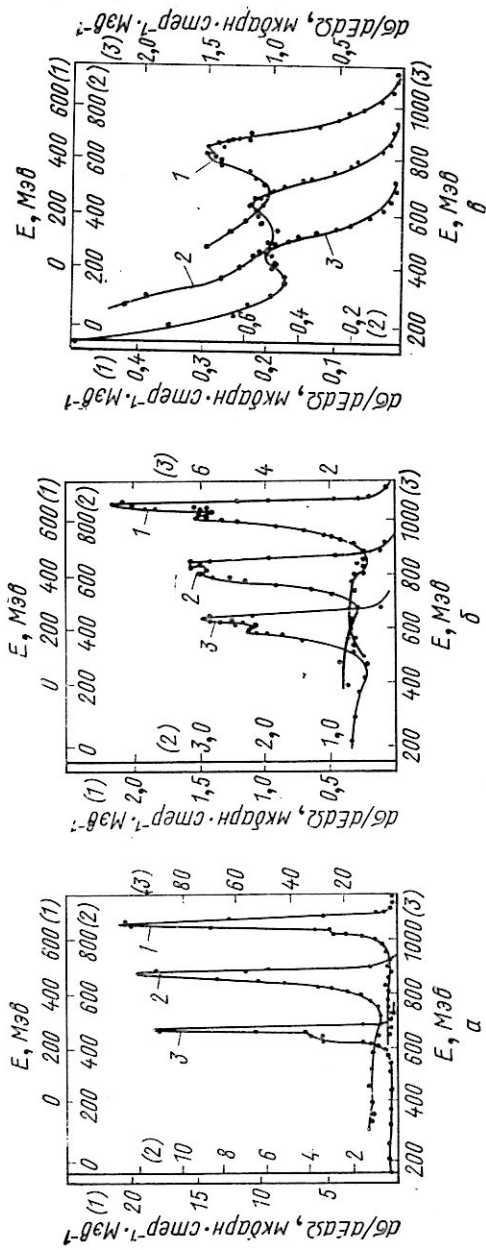


Рис. 55. Энергетические спектры протонов, образующихся под углами к пучку $\theta = 7^\circ$ (а), 12.2° (б) и 30° (в) при бомбардировке С, Си и U протонами с энергией 660 Мэв [6—8]. Цифрами 1, 2, 3 показаны спектры для С, Си и U, а также соответствующие им шкалы энергий и дифференциальных сечений.

Угловые распределения вторичных протонов с пробегом, большим $3,18 \text{ г/см}^2$ толана, измеряли в интервале углов от 7 до 40° . Ординаты распределений для данной мишени постепенно уменьшаются с увеличением угла наблюдения. Для различных рассеивателей имеет место монотонное увеличение всех ординат с увеличением атомного номера мишени рассеивателя.

Непрерывные спектры, лежащие ниже максимумов квазиупругого рассеяния, обусловлены процессами многократных столкновений падающего протона, а также неупругими процессами рождения мезонов в протон-нуклонных соударениях. Так, непрерывные спектры у Ве и С по своему виду очень схожи со спектрами протонов отдачи в реакциях $p + p \rightarrow \pi^+ + n + p$ и $p + p \rightarrow \pi^0 + p + p$. В случае тяжелых ядер (Си и У) непрерывные спектры возникают в основном в процессе выбивания нуклонов при развитии каскада. Об этом свидетельствует, в частности, тот факт, что число частиц в непрерывном спектре тем быстрее растет с уменьшением энергии, чем больше размер ядра и, следовательно, интенсивней идет каскад. Отмечаемая особенность непрерывных спектров все более ярко проявляется с увеличением угла наблюдения.

Испускание заряженных частиц высоких энергий, образующихся при бомбардировке ядер нейтронами, исследовалось в работах [5, 9—11]. В работе [9] с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле, измеряли угловые распределения и энергетические спектры протонов и дейтонов, вылетающих из углеродной мишени при бомбардировке нейтронами с энергией около $(90 \pm 30) \text{ Мэв}$. Разделение треков на протоны и дейтоны проводили по величине радиуса кривизны. Было найдено, что из 386 треков 52% представляют собой протоны с энергиями от 32 до 107 Мэв; 42% являются дейтонами с энергиями от 25 до 124 Мэв и около 6% — ядра трития с энергией от 56 до 95 Мэв. Считается, что протоны с энергиями от 32 до 62 Мэв испускаются изотропно (в пределах погрешностей эксперимента), а для интервала 62—98 Мэв имеется резкая направленность вперед, причем полуширина углового распределения составляет $18 \pm 3^\circ$. Найдено, что сечение испускания протонов всех энергий в интервале углов $0-24^\circ$ равно $(11,3 \pm 5,6) \text{ мбарн}$. Спектр протонов, вылетающих вперед (рис. 56, а), имеет плато в интервале энергий от 32 до 70 Мэв и затем спадает почти до нуля в области больших энергий.

Измерения энергетических спектров протонов и дейтонов из углеродной, медной и свинцовой мишеней при облучении нейтронами с энергией 90 Мэв проводили в работе [10]. В качестве детекторов применяли телескопы пропорцио-

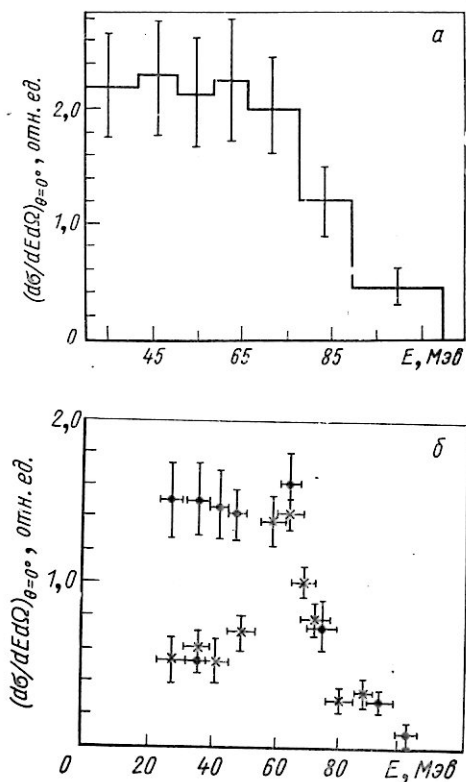


Рис. 56. Энергетический спектр протонов в интервале углов $0-24^\circ$ [9] (а) и спектры протонов (●) и дейтонов (×), испускаемых под углом 0° к направлению пучка [10] (б), образующихся при облучении С нейтронами со средней энергией около 90 Мэв.

нальных счетчиков, а тип вылетающих частиц устанавливали по величине отклонения их в магнитном поле. В случае углерода среди испускаемых частиц с энергиями более 20 Мэв обнаружено около 60% протонов, 36% дейтонов и около 4% ядер тригия, что удовлетворительно согласует-

ся с данными работы [9]. Сечения вылета протонов ($E_p > 20$ Мэв) и дейтонов ($E_d > 27$ Мэв) для разных интервалов углов вылета приведены в табл. 26. Из таблицы видно, что более вероятно излучение частиц вперед ($0-45^\circ$). Наиболее анизотропно угловое распределение для углеродной мишени и наименее — для свинцовой.

Таблица 26

Сечение вылета частиц, образующихся под действием нейтронов с энергией 90 Мэв, мбарн

Вылетающие частицы	Мишень	Интервалы углов вылета, град			Общее сечение, мбарн
		0—25	25—45	45—180	
Протоны Протоны ($E_p > 35$ Мэв) Дейтоны	C	{ 35	31	24	90
		{ 24	19	9	52
		{ 12	8	6	56
Протоны Дейтоны	Cu	{ 70	68	103	241
		{ 13	14	20	52
Протоны Дейтоны	Pb	{ 100	132	192	424
		{ 23	21	31	75

Если выделить среди протонов более энергичную часть (с $E_p > 35$ Мэв), то можно заметить, что при этом наблюдается существенно большая степень анизотропии в испускании, чем для всего спектра. Полуширина углового распределения таких протонов из углерода равна примерно 20° . Из меди и свинца вперед излучается протонов перезарядки почти вдвое меньше, чем вторичных нейтронов высоких энергий. Энергетические спектры протонов изучены подробно с разными мишенями при нескольких углах вылета ($0, 12, 25$ и 45°). Во всех случаях спектры похожи друг на друга по форме. При угле наблюдения 0° плато простирается от 27 до 70 Мэв (спектр для углерода показан на рис. 5, 3, б), 35—50 Мэв (медь) и 35—45 Мэв (свинец). Ординаты плато равны соответственно 1,6; 3,0 и 4,5 мбарн·стер⁻¹·Мэв⁻¹. При других углах вылета спектры имеют приблизительно такой же характер, но постоянно размываются с увеличением угла наблюдения.

В работе [12] измеряли средние числа и угловые распределения каскадных частиц, вылетающих из некоторых мишеней (углерод — уран) при бомбардировке протонами

с энергией 660 Мэв. В качестве детекторов использовали висмутовые пластинки и стеклянные детекторы актов деления. Регистрировали частицы с энергией 60 Мэв и выше. Установлено, что по мере увеличения порядкового номера мишени число вылетающих каскадных частиц немного уменьшается: от 2,5 (Al) до 1,75 (U). Угловые распределения этих частиц имеют примерно одинаковый вид. Число частиц сильно уменьшается с увеличением угла вылета, достигает минимума (при угле 120°), а затем немного растет. Специальные измерения с магнитом показывают, что число нейтронов и число протонов среди вылетающих частиц из углеродного образца примерно равны друг другу. Характеристики испускания каскадных частиц из алюминиевой мишени удовлетворительно совпадают с результатами каскадных расчетов [13] при близких энергиях падающих протонов.

При облучении некоторых элементов (Be, C, Al, Si и более тяжелых) протонами [5, 11] или нейтронами [5, 10] наблюдалось испускание дейтонов больших энергий. Для идентификации вылетающих частиц применяли сепарацию траекторий вторичных частиц в магнитном поле, а детекторами служили пропорциональные [10] и сцинтилляционные счетчики [5, 11]. Среди вторичных частиц обнаружены не только дейтоны, но и ядра трития с большими кинетическими энергиями. Вылет этих частиц в отдельных случаях наблюдался под углами до 60° к падающему пучку. В спектре дейтонов, вылетающих вперед, имеется максимум (см. рис. 55, б), лежащий вблизи предельной энергии. Ординаты пика немного уменьшаются с возрастанием угла вылета и смещаются в сторону меньших энергий. Для бериллиевой мишени под некоторыми углами наблюдается тонкая структура в виде двух отчетливо различных между собой максимумов.

На некоторых мишенях сечение образования дейтонов под действием протонов получено немного выше, чем под действием нейтронов, но для трития большей частью встречается обратная зависимость. По мере увеличения атомного веса мишени вероятность образования дейтонов растет. Если для вторичных протонов вероятность вылета можно аппроксимировать выражением $KA^{0,72}$, то для дейтонов оно имеет вид $KA^{1,2}$, а для ядер трития — $KA^{1,28}$. Энергетическое распределение дейтонов описывается зависимостью типа $P(E) dE \sim E^{-n} dE$, где n равно 2 или 3, которая простирается до энергий, равных 150 Мэв [10]. Энергетиче-

ское распределение трития мало отличается от спектра дейтонов. Выход трития составляет несколько процентов от выхода дейтонов.

Детальные измерения импульсных распределений дейтонов, вылетающих из Li, Be, C и O под углом $7,6^\circ$ при энергии протонов 675 ± 5 Мэв, выполнены в работе [14]. Установлено, что импульсы дейтонов значительно превышают импульсы протонов от дифракционного рассеяния. Полуширина пика дейтонов немного шире, чем распределение этих частиц при свободном (p, d)-рассеянии. Положение пика на шкале импульсов соответствует картине выбивания из ядер квазидейтонных групп. Близость пиков по абсолютным величинам и их уширение по сравнению с (p, d)-рассеянием свидетельствуют о том, что другие нуклоны мало влияют на вылет дейтонов и существует разброс импульсов квазидейтонных групп в исходных ядрах. Величины кинетических энергий этих групп составляют 8; 11; 14 и 14 Мэв соответственно для Li, Be, C и O, энергии связи выбиваемых дейтонов равны соответственно 9,5; 16,7; 25,2 и 20,7 Мэв. Обнаружено небольшое увеличение вероятности испускания дейтона при возрастании Z мишени, тогда как величина отношения σ_d/Z лежит в интервале от 0,55 до 0,97 мбарн и практически совпадает с сечением свободного рассеяния $\sigma_{rd} = 0,55$ мбарн.

Выход ядер трития с большими значениями импульсов [14] составляет около 2—3% выхода дейтонов. В более поздних опытах [15—18] при энергиях протонов $E_p = 30 \div 70$ Гэв для исследования вылетающих фрагментов применяли искровые камеры, а также использовали метод времени пролета. Измерения проводили на ядрах Be, C, Al, Fe, Pt. Наблюдения вели под большими углами: $13,3^\circ$; 16° ; 30° ; 45° и 90° . Импульсные распределения вторичных частиц прослежены в интервале от 0,5 до 6 Гэв/с. Они имеют вид гладких кривых как для дейтонов, так и для ядер трития, монотонно спадающих с возрастанием импульса. Отношение выходов d/p равно ~ 4 —6% в зависимости от импульса [17], а отношение t/d равно примерно 5% в тех же условиях.

В работе [19] измеряли сечение выбивания быстрых фрагментов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ из легких ядер протонами с энергией 665 Мэв. Угол наблюдения составлял $5,40 \pm 0,05^\circ$ к направлению пучка протонов. Интервалы энергий регистрируемых фрагментов выбирали вблизи значений энергий, соответствующих упругому рассеянию протонов на свободных

ядрах; они были равны 400—600 Мэв для ${}^3\text{He}$ и 390—550 Мэв для ${}^4\text{He}$. Частицы, образующиеся в мишенях, анализировали по величине эффективного импульса с помощью магнитного спектрометра. Дальнейшую идентификацию ${}^3\text{He}$ проводили по времени пролета, а для отделения ${}^4\text{He}$ от d использовали еще отбор по ионизационным потерям, по полной потере энергии и по пробегу. Выбивание ядер ${}^4\text{He}$ изучали на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$. Опыты с ${}^3\text{He}$ проводили также и на ядре ${}^{16}\text{O}$.

Измерения показали, что при взаимодействии протонов с легкими ядрами под углом $5,4^\circ$ наблюдается выход ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в указанных выше интервалах энергий с сечениями, равными соответственно $4 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Мэв}^{-1} \cdot \text{с}$ и $\approx 10^{-33} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Мэв}^{-1} \cdot \text{с}$ в лабораторной системе координат.

В условиях, близких к условиям основного опыта (под углом $5,4^\circ$ к направлению пучка протонов), измеряли дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов ядрами ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Значения этих сечений в системе центра инерции оказались равными для ${}^4\text{He}$ — $(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-31}$ и для ${}^3\text{He}$ — $(9,9 \pm 2,3) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}^{-1}$.

Анализ экспериментальных данных по выходам фрагментов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ из ядер и сравнение их с данными по упругому рассеянию приводит к выводу, что существенная доля наблюдаемых фрагментов обусловлена процессом квазиупругого выбивания. Это позволяет оценить эффективное число ассоциаций в соответствующих ядрах, которое для ${}^4\text{He}$ оказывается равным примерно 1 в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ и 3 в ядре ${}^{12}\text{C}$.

§ 23. Вторичные нейтроны

Вторичные нейтроны малых энергий. Испускание медленных вторичных нейтронов различными элементами при облучении частицами высоких энергий изучали в работах [20—22]. Авторы использовали пучки нейтронов с энергиями 90, 120 и 380 Мэв, протоны с энергиями 150 и 340 Мэв, дейтоны с энергиями 190, 230 и 320 Мэв и ядра ${}^3\text{He}$ с энергией 490 Мэв. Детекторами вторичных частиц служили индиевые или марганцевые индикаторы, пропорциональные счетчики BF_3 [20] или фотоэмульсии [22].

Число вторичных нейтронов ν , испускаемых на одну падающую частицу, их средняя энергия ϵ_n и толщина мишени d указаны в табл. 27.

Число вторичных нейтронов и их средняя энергия при облучении

Мишень	Нейтроны 120 Мэв[20]		Нейтроны 380 Мэв[20]		Нейтроны 380 Мэв[20]
	ν	$\epsilon_n, \text{ Мэв}$	ν	$\epsilon_n, \text{ Мэв}$	ν
Be	—	—	$1,6 \pm 0,8$	3	—
C	$1,8 \pm 1,0$	4	$1,0 \pm 0,6$	2	$0,21 \pm 0,1$
Al	$1,5 \pm 0,8$	3	$1,6 \pm 1,1$	3	$0,23 \pm 0,08$
Fe	$1,5 \pm 0,8$	3	$2,3 \pm 1,2$	5	$0,25 \pm 0,06$
Cu	$1,8 \pm 0,9$	4	$2,8 \pm 1,0$	6	$0,34 \pm 0,04$
Sn	$4,5 \pm 2,0$	9	$4,4 \pm 1,8$	10	$0,62 \pm 0,07$
Pb	$9,0 \pm 3$	20	$7,1 \pm 2,4$	—	—
Pb	$9,9 \pm 3,3^*$	—	$7,4 \pm 2,5^*$	—	1,0
U	—	—	—	—	$1,4 \pm 0,1$

* Измерения с марганцевым индикатором.

Все эксперименты показывают, что при любой энергии падающих частиц среднее число нейтронов сильно возрастает по мере увеличения Z мишени, особенно для элементов тяжелее олова, кадмия. У тяжелых мишеней число освобождаемых нейтронов, по-видимому, зависит от размеров образца [20, 21]. Например, для кубиков свинца со сторонами размером 4,6; 13,8 и 20 см получены следующие значения ν : $6,5 \pm 2,4$; $7,7 \pm 2,6$ и $7,8 \pm 2,6$ [20].

При одинаковой энергии падающих частиц и размерах образца значения ν в разных работах совпадают друг с другом в пределах погрешностей опыта. Приведенные в третьей колонке данные относительных измерений подтверждают результаты абсолютных измерений. Тип бомбардирующих частиц мало влияет на относительный выход нейтронов, и скорее ν чувствительно к величине падающей энергии. Энергия нейтронов, освобождаемых из элементов вплоть до Cu, невелика и составляет 2—6 Мэв. Найдено, что у Sn и особенно у Pb величина средней энергии больше примерно в два-три раза. Дополнительные измерения с углеродными детекторами показали увеличение выхода вторичных нейтронов с $E_n > 20$ Мэв при увеличении энергии пучка с 120 до 380 Мэв [20].

Измерялось также угловое распределение вторичных нейтронов, испускаемых из ряда элементов (от C до U) под действием нейтронов с энергией 380 Мэв [20]. Мишени имели вид цилиндров с радиусом, меньшим половины

ядер протонами, нейтронами и дейтонами

Нейтроны 90 Мэв[21]		Дейтоны 190 Мэв[20]		Протоны 340 Мэв[21]	
ν	$d, \text{ см}$	ν	$d, \text{ см}$	ν	$d, \text{ см}$
—	—	$2,2 \pm 0,1$	10,2	—	—
$0,92 \pm 0,12$	17,3	$0,70 \pm 0,09$	4	—	—
$0,92 \pm 0,11$	10,8	$1,3 \pm 0,2$	7	$1,48 \pm 0,22$	10,6
—	—	—	—	—	—
$2,2 \pm 0,3$	6,7	$2,4 \pm 0,3$	2,54	$3,5 \pm 0,3$	6,7
$2,6 \pm 0,3^{2*}$	$3,5^{2*}$	$4,1 \pm 0,3^{2*}$	$1,4^{2*}$	$6,85 \pm 0,68$	3,6
—	—	—	—	—	—
—	—	$6,1 \pm 0,6$	1,1	—	—
$12,4 \pm 1,6$	8,6	$8,9 \pm 1,0$	1,59	$16,0 \pm 1,3$	6,7

^{2*} Измерения с кадмиевым образцом.

длины свободного пробега вторичных нейтронов. Эксперимент показывает, что для легких элементов имеет место значительная анизотропия в испускании нейтронов. Например, для Al и C количество нейтронов, вылетающих под углом 20° , в 8—9 раз превышает число нейтронов, излучаемых под большими углами (150°). У средних элементов (Cu, Sn) анизотропия в испускании вторичных нейтронов невелика. Для Pb и U наблюдается почти полная изотропия. Значительную анизотропию испускания частиц из легких мишеней авторы работы [20] объясняют влиянием большой переносной скорости движения ядра отдачи, а также наличием значительного количества примеси каскадных нейтронов с энергией меньше 30 Мэв. В случае Cu и Sn небольшая анизотропия может быть вызвана присутствием выбитых нейтронов. Следует заметить, что используемый детектор обладал относительно малой эффективностью регистрации нейтронов с энергией от 15 до 30 Мэв. Такие нейтроны могли ускользать от наблюдения и поэтому приведенные в [20] данные еще нельзя считать окончательными.

Вторичные нейтроны больших энергий. Для изучения угловых распределений нейтронов, образующихся в ядерных реакциях при бомбардировке протонами высоких энергий различных элементов (от Li до U), использовали разнообразные детекторы — от углеродного [по реакции $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$] до висмутовых камер деления. Облучаемые

мишени помещали в камерах ускорителей в зоне крайних орбит протонов.

Методом углеродных детекторов угловое распределение нейтронов изучали при энергиях 110 и 340 Мэв [23, 24].

С помощью висмутовых камер деления или телескопов сцинтилляционных счетчиков угловое распределение нейтронов определяли при энергиях 95, 170, 330, 480 и 680 Мэв [29]. Порог регистрации нейтронов висмутовыми камерами деления установлен недостаточно надежно, в работах [27—29] считают, что он лежит в области энергий от 50 до 100 Мэв. В сцинтилляционных счетчиках [25, 26] нейтроны детектировались по протонам отдачи, образующимся в водородсодержащих мишенях. Порог энергии задается углом движения протонов отдачи относительно направления нейтронного пучка. Меняя угол наблюдения протонов, можно изменить порог регистрации нейтронов.

Методом фотоэмульсий угловое распределение нейтронов из Ве изучали при энергиях падающих протонов, равных 1,0 и 2,2 Гэв [30]. Во всех опытах отмечается преимущественное испускание нейтронов высоких энергий по направлению движения протонов. Максимальные интенсивности нейтронов наблюдаются под углом 0° . Значения полуширины угловых распределений для различных опытов и энергий протонов приведены в табл. 28.

Рассмотрим вначале данные, полученные с помощью детекторов, имеющих примерно одинаковую величину порога, например, висмутовых камер деления и сцинтилляционных счетчиков. Для них наблюдается с увеличением энергии протонов хотя и нерегулярное, но в общем постепенное уменьшение полуширины распределения $\Delta\theta_n$. Только для 95 Мэв величина $\Delta\theta_n$ получена у Ве меньшей, чем при 170 Мэв. Начиная с 170 Мэв, повышение энергии протонов до 660 Мэв приводит к систематическому уменьшению полуширины $\Delta\theta_n$ более чем в два раза. На углеродных детекторах такой тенденции не видно, а наблюдается скорей постоянство полуширины распределения для энергий 110 и 330 Мэв. Это происходит, по-видимому, из-за неодинаковых условий экспериментов в рассматриваемых работах [23, 24].

Повышение порога детектора при неизменной энергии протонов также приводит к уменьшению $\Delta\theta_n$. Наиболее отчетливо такая зависимость показана при 170 Мэв. Аналогичная зависимость видна для бериллиевой мишени при энергии 95 Мэв, где увеличение порога от 48,5 до 70,7 Мэв снизило полуширину от 21,5 до 14,5—17,5°.

Полуширина угловых распределений вторичных нейтронов больших энергий

Энергия протонов, Мэв	Мишень	$\Delta\theta_n$, град	Тип детектора	Порог детектора, Мэв	Литература	Примечание
110	Be, Al, Cu, Pb	27—29,5	Углеродные детекторы	~ 20	[23]	—
330	Be Al, Cu U	27 29,5 29	То же	~ 20	[24]	—
95	Li, Be C Al, Cu Pb	21,5 26,5 22—23 25	Сцинтилляционные счетчики	~ 48,5	[25]	Найдено нами по данным цитируемой работы
96	Li, Be, Al, Cu C Pb	16—17 21,5 27	То же	~ 65,9	[25]	То же
95	Li, Be C Al, Cu Pb	14—17,5 17 13,5—14 22	»	~ 70,7	[25]	»
170	Be	33 30 28 25 20	»	~ 50 ~ 67 ~ 83 ~ 100 ~ 120	[26]	—
330	Be	24	Висмутовая камера	~ 50	[27]	—
480	Be C Cu Pb	15,7 16 18,5 23	То же	~ 100	[28]	Значение порога, по-видимому, завышено
660	Be	14,5	»	~ 50	[29]	—

На других мишенях наблюдается слабое возрастание $\Delta\theta_n$ с увеличением порядкового номера облучаемого ядра. В различных опытах оно неодинаково и более отчетливо видно при высоких порогах или энергиях падающих протонов. Иногда встречаются выбросы, например, на углероде при

пороге 48,5 Мэв, где значение полуширины оказалось больше, чем для свинцовой мишени. Вероятно, прежде всего здесь необходимо уточнить экспериментальные данные. Увеличение полуширины распределения у тяжелых элементов объясняют значительным вкладом от нейтронов выбивания.

Энергетические спектры нейтронов изучали при энергиях протонов от 95 до 600 Мэв [25, 31—43]. Энергетические распределения большей частью измеряли с помощью телескопов сцинтилляционных счетчиков по поглощению протонов отдачи, вылетающих из водородсодержащей мишени. Спектр нейтронов находили из этих измерений с помощью соотношения, связывающего угол рассеяния протонов отдачи с энергией нейтронов.

В первых работах применяли телескопы пропорциональных счетчиков [33, 41]. Наблюдения спектров нейтронов в большинстве случаев велись под углом 0° или при малых углах вылета. Под другими углами спектры измеряли в работах [25] (5, 10, 16 и 28°), [34] (15°) и [42] (18°).

Отметим, что сравнивать между собой спектры нейтронов, измеренных на различных ускорителях, следует с осторожностью, так как условия опытов в большинстве случаев неидентичны, хотя применяется одна и та же методика. Расхождение результатов измерений может возникнуть, например, в случаях, когда используются бериллиевые мишени неодинаковой толщины, при этом из-за различия в ионизационных потерях в них будут неодинаковыми размытия спектра падающих пучков протонов; возможно также, что разрешающая способность телескопов счетчиков, применявшихся в опытах, была недостаточна при данной скважности и интенсивности пучка ускорителя и т. д. Это замечание подтверждается, если сопоставить спектры нейтронов от Ве, измеренные при 375 Мэв [37] и 380 Мэв [38]. Хотя в цитируемых работах энергии протонов близки друг другу, спектр нейтронов при 375 Мэв оказывается более размытым, чем при 380 Мэв. Тем не менее некоторые качественные сопоставления можно сделать.

Рассмотрим вначале данные для бериллиевой мишени. Некоторые спектры, измеренные под углом 0° , представлены на рис. 57. Вследствие трудности нормировки на рисунке не указан масштаб по оси ординат. Как видно из рисунка, для каждой энергии протонов существует своя форма энергетического распределения. Все спектры имеют максимумы, лежащие вблизи предельной энергии протонов.

В сторону больших энергий от максимума наблюдается более резкое уменьшение числа нейтронов, чем в сторону меньших энергий. Во всех распределениях установлено, хотя и в малых количествах, присутствие нейтронов с энергией, почти равной энергии налетающих протонов. Максимум, расположенный вблизи энергий падающих протонов, является следствием обменного взаимодействия падающих протонов с нейтронами ядра.

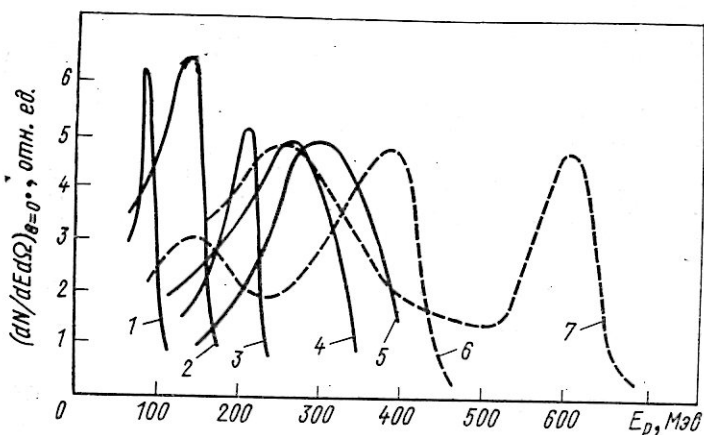


Рис. 57. Энергетические спектры нейтронов, образующихся при облучении Ве протонами с энергиями 100 (1), 150 (2), 245 (3), 340 (4), 375 (5), 480 (6) и 660 (7) Мэв [25, 31—38, 40—42].

Слева от обменного максимума наблюдается значительное число нейтронов сравнительно малых энергий. Вследствие этого в области малых энергий появляются участки плато. Ширина и ординаты плато оказываются различными. По мере возрастания энергии протонов спектры нейтронов размываются и при энергии 480 Мэв начинает вырисовываться второй максимум, лежащий на 200—250 Мэв ниже основного максимума. Второй максимум наиболее отчетливо виден на кривой для энергий протонов 660 Мэв, где он расположен в интервале 200—300 Мэв.

Появление второго максимума не связано с обменными взаимодействиями. Как отмечают авторы работы [42], он обусловлен нейтронами, испускаемыми в реакциях

образования π^+ - и π^0 -мезонов при столкновениях протонов с нуклонами ядра. Образование нейтронов в данном случае происходит в результате реакций: $p + p \rightarrow \pi^+ + n + p$, $p + n \rightarrow \pi^+ + n + n$ и $p + n \rightarrow \pi^0 + n + p$.

Таблица 29

Зависимость положения максимума энергетического спектра нейтронов (E_m) и его полуширины (ΔE)

E_p , Мэв	E_m , Мэв	ΔE , Мэв	Литера- тура	E_p , Мэв	E_m , Мэв	ΔE , Мэв	Литера- тура
95	90—95	50	[25]	350	280	130	[36]
100	90	35	[31]	375	315	150	[37]
143	140	30	[32]	380	350	30	[38]
170	150	55	[33]	450	400	90	[40]
245	215	80	[34]	480	395*	140*	[41]
340	275	100	[35]	660	610*	100*	[42]

* Значения для максимума, соответствующего нейтронам перезарядки.

В табл. 29 указаны параметры, характеризующие спектры нейтронов от бериллиевой мишени при различных энергиях падающих протонов E_p . В таблице приведена энергия E_m , при которой расположен максимум спектра, и полуширина максимума ΔE . Видно, что изменение энергий в процессе перезарядки внутри ядра (т. е. значение разности $E_p - E_m$) увеличивается с энергией падающих протонов от 10—20 до 30—50 Мэв [38, 42]. Величина ΔE также сравнительно невелика при малых энергиях протонов, но затем она увеличивается примерно в два-три раза. Иногда наблюдаются большие отклонения в ΔE , что связано, по-видимому, с перечисленными ранее причинами погрешностей. Увеличение разрешающей способности аппаратуры по энергиям [38, 42] приводит к существенному уменьшению величины ΔE .

Максимум спектра нейтронов имеет симметричную форму при сравнительно малых энергиях протонов (до 250 Мэв) и при 660 Мэв.

Наблюдения спектров нейтронов от бериллиевой мишени под углами, отличными от 0° [25, 34, 42], показывают, что с увеличением угла наблюдения, по-видимому, проис-

ходит уменьшение ординат спектра по абсолютной величине и смещение максимума в сторону меньших энергий.

Энергетические распределения нейтронов перезарядки наблюдали и при облучении других элементов — от дейтерия до урана [25, 32, 34].

Спектры нейтронов под углом 0° в большинстве случаев по форме похожи на спектр для бериллиевой мишени. На рис. 58 представлены энергетические распределения нейтронов, вылетающих из различных мишеней в направлении 0° при $E_p = 143$ Мэв, полученные в измерениях методом времени пролета [32]. На этом рисунке штрихами показаны эффективные энергетические распределения падающих протонов с учетом разброса по энергии выведенного пучка и его потерь в мишени. Штрих-пунктирной кривой очерчено энергетическое разрешение наблюдаемых пиков в каждом спектре.

Сведения о вероятности образования нейтронов высоких энергий на различных мишенях получены при энергиях протонов 95 [25], 143 [32], 160—170 [26, 33], 340 [27, 44] и 480 Мэв [28].

Полные сечения испускания нейтронов ($E_n > 50$ Мэв) из бериллиевой мишени при энергиях протонов 143, 170, 340 и 480 Мэв равны: (84 ± 4) [32]; (60 ± 30) [33]; (100 ± 50) [27] и (50 ± 25) мбарн [28] соответственно. Если учесть, что порог регистрации нейтронов в работе [28] был более 50 Мэв, как это делается в других исследованиях, тогда, в пределах погрешностей эксперимента, полное сечение испускания нейтронов из бериллия можно считать практически не зависящим от энергии в рассматриваемом интервале энергий протонов. По сравнению с геометрическим сечением ($\sigma_{\text{геом}} = 250$ мбарн) вероятность испускания нейтронов высоких энергий составляет около одной пятой части всех взаимодействий. Полные сечения испускания нейтронов с энергиями $E_n > 50$ Мэв ядрами углерода, меди и свинца при энергии протонов 480 Мэв равны 40, 450 и 1100 мбарн соответственно [28]. По сравнению с геометрическим сечением оно составляет примерно одну седьмую часть всех взаимодействий на углероде и около половины взаимодействий на меди и свинце. Выходы нейтронов из различных элементов в переднюю полусферу приведены в табл. 30.

Данные табл. 30 получены в разных опытах и поэтому их сравнивать трудно. Лучше сравнивать выходы нейтронов в одном и том же эксперименте. Из всех опытов видно, что с увеличением порядкового номера мишени вероятности

испускания нейтронов высоких энергий монотонно растут. Наблюдается различная зависимость выходов нейтронов

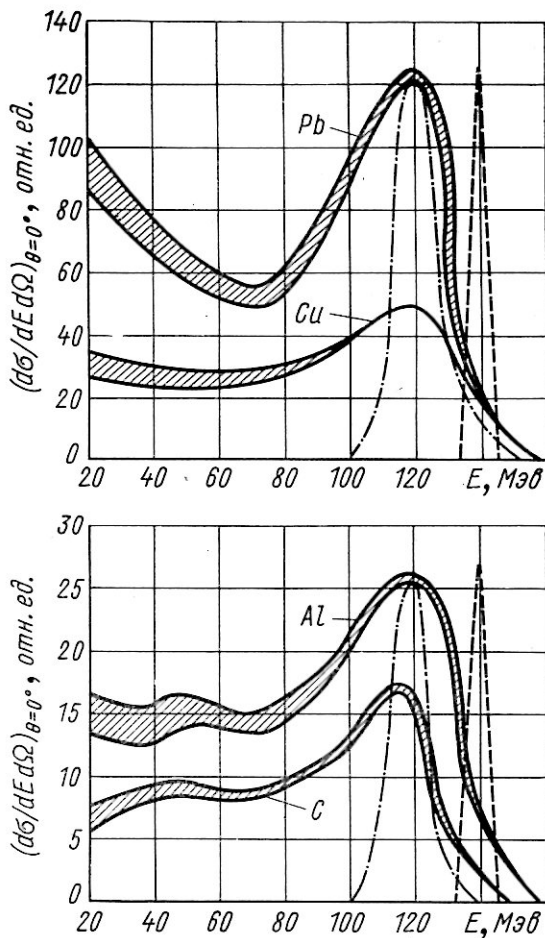


Рис. 58. Энергетические спектры нейтронов, образующихся при облучении С, Al, Cu и Pb протонами с энергией 143 Мэв. Заштрихованные области — разброс экспериментальных точек.

от атомного номера (Z) и массового числа (A) мишеней: в работе [25] она дается в виде $A^{2/3}$, а в работе [44] — в виде $(A - Z)^{2/3}$.

Выход нейтронов в переднюю полусферу

Энергия протонов, Мэв	Мишень	Выход	Литература	Примечание
95	Be C Al Cu Pb	~90 ~55 ~90 280 360	[25]	Выход $\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega}$, мбарн·стер ⁻¹ для $E_n > 48,6$ Мэв
143	D Li Be C Al Cu Pb U	43±3 71±4 84±4 65±4 103±5 205±10 453±28 475±29	[32]	Выход «вперед», мбарн
160	Be C Al Pt	81±15 81±15 192±35 1560±280	[33]	Выход $\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega}$, мбарн·стер ⁻¹ для $E_n > 50$ Мэв
340	Be C Al Cu Ag Pb U	1,5 1,0 2,1 3,7 5,7 8,3 9,0	[44]	Относительный выход «вперед»

ЛИТЕРАТУРА

1. Deutsch R. W. Phys. Rev., **90**, 499 (1953); **92**, 515 (1953); **97**, 1110 (1955).
2. Barkas W. H., Tyrén H. Phys. Rev., **89**, 1 (1953).
3. Fox R., Ramsey N. F. Phys. Rev., **125**, 1609 (1962).
4. Bogild Y. K., Tenney T. H. Phys. Rev., **84**, 1070 (1951).
5. Hess W. N., Moyer B. J. Phys. Rev., **101**, 337 (1956).
6. Мещеряков М. Г. и др. «Докл. АН СССР», **109**, 499 (1956); **145**, 1249 (1962).
7. Ажгирей Л. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34**, 1357 (1958).
8. Azghirey L. S. et al. Nucl. Phys., **13**, 258 (1959).
9. Brueckner K., Powell W. Phys. Rev., **75**, 1274 (1949); **75**, 1970 (1949).

10. Hadley J., York H. Phys. Rev., **80**, 345 (1950).
11. Selove W. Phys. Rev., **101**, 231 (1956).
12. Коньшин В. А. и др. «Ядерная физика», **4**, 337 (1966).
13. Metropolis N. et al. Phys. Rev., **110**, 185 (1958).
14. Ажгирей Л. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **3**, 1185 (1957).
15. Cossioni V. T. et al. Phys. Rev. Lett., **5**, 19 (1960).
16. Fitch V. L. et al. Phys. Rev., **126**, 1849 (1962).
17. Schwarzschild A., Zupancic C. Phys. Rev., **129**, 854 (1963).
18. Баюков Ю. Д. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **30**, 521 (1966); «Ядерная физика», **5**, 337 (1967).
19. Комаров В. П. и др. «Ядерная физика», **11**, 711 (1970).
20. Goldanskii V. I. et al. Phys. Rev., **109**, 1762 (1958); Диссертация, Дубна, 1955.
21. Grandall W. E., Millburn G. P. J. Appl. Phys., **29**, 698 (1958).
22. Skyrme D. M. Nucl. Phys., **35**, 177 (1962).
23. Strauch K. Phys. Rev., **82**, 299 (1951).
24. Miller K. D. et al. Phys. Rev., **81**, 374 (1951).
25. Hofman J. A., Strauch K. Phys. Rev., **90**, 449 (1953).
26. Snowden M. Phil. Mag., **43**, 285 (1952).
27. De Yuren J. Phys. Rev., **81**, 458 (1951).
28. Желепов В. П. и др. Отчет Б1-1537. Дубна, 1953.
29. Мехедов В. Н., Комочков В. Н. «Атомная энергия», **8**, 152 (1960).
30. Coor T. et al. Phys. Rev., **98**, 1369 (1955).
31. Vodansky D., Ramsay N. F. Phys. Rev., **82**, 831 (1951).
32. Bowen P. H. et al. Nucl. Phys., **30**, 475 (1962).
33. Cassels J. B. et al. Phil. Mag., **42**, 215 (1951); **44**, 425 (1953).
34. Nelson B. K. et al. Phys. Rev., **88**, 1 (1952).
35. Fox R. et al. Phys. Rev., **80**, 23 (1950).
36. Cladis J. B. et al. Phys. Rev., **86**, 110 (1952).
37. Goodell W. F. et al. Phys. Rev., **89**, 724 (1953).
38. Ashmore A. et al. Proc. Phys. Soc., **70A**, 735 (1957).
39. Hartzler A. J., Siegel R. I. Phys. Rev., **95**, 185 (1954).
40. Yodh G. V. Phys. Rev., **98**, 1330 (1955).
41. Желепов В. П. и др. «Изв. АН СССР, Сер. физ.», **19**, 573 (1955).
42. Киселев В. С., Флягин В. Б., «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 962 (1957).
43. Киселев В. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 812 (1958).
44. Knox W. J. Phys. Rev., **81**, 687 (1951).

§ 24. Радиохимический метод исследования ядерных реакций

При облучении ядер частицами высоких энергий среди других продуктов реакции, как правило, образуются и радиоактивные изотопы. Радиохимический метод состоит в том, что после облучения проводится химическое выделение интересующих фракций и определение выходов различных радиоактивных изотопов в них. Для выделения фракций из общей суммы конечных продуктов применяют метод «носителей», в котором используют тождественность химических свойств радиоактивных и стабильных изотопов данного элемента. Операции химического разделения и очистки выполняют обычными методами аналитической химии. Наиболее распространенные приемы выделения различных фракций изложены, например, в работах [1, 2]. Дополнительную идентификацию радиоактивных изотопов проводят, как правило, по периодам полураспада. Для этого общую кривую распада активности фракции разлагают на составляющие ее отдельные компоненты. Для измерений активности выделенных изотопов используют различные типы детекторов (счетчики Гейгера — Мюллера, сцинтилляционные счетчики и т. д.) или их комбинацию, если нужно осуществить раздельную регистрацию испускаемых излучений сложного состава: позитронов или электронов, рентгеновского или γ -излучения, α -частиц. Для облегчения идентификации применяют также различные способы измерения энергий испускаемых излучений, основанные либо на применении поглощающих фильтров, либо на методах α -, β - и γ -спектроскопии.

Состав конечных продуктов ядерных реакций при высоких энергиях тем сложнее и разнообразней, чем тяжелее исходный элемент. Подавляющую часть среди них представляют элементы легче исходного. Вероятность образования более легких элементов находится в прямой зависимости от

энергии падающих частиц, и для энергий в несколько гигаэлектронвольт среди продуктов расщеплений с примерно одинаковым выходом обнаруживаются почти все элементы, начиная от самых легких, вплоть до исходного и даже более тяжелые. По этой причине возникают значительные трудности химического разделения продуктов реакции. По степени трудности радиохимические исследования можно разбить на три группы.

В первую группу следует отнести работы с мишенями из легких ядер (от Al до Cu). В этой группе число конечных продуктов невелико. Большинство изотопов испускает позитроны и электроны. Поэтому сравнительно несложные методы химического разделения и обычная аппаратура для регистрации радиоактивных излучений обеспечивают надлежащее разделение изотопов и позволяют надежно определить сечения соответствующих реакций.

Ко второй группе исследований нужно отнести работы с элементами среднего атомного номера (от меди вплоть до редкоземельных элементов). Выделение некоторых фракций в этом случае встречает серьезные затруднения из-за наличия аналогов — элементов с близкими химическими свойствами. Значительная часть радиоактивных изотопов фракций претерпевает K -захват. Определение выходов продуктов в этих исследованиях проводили с помощью устройства, состоящего из портативного электромагнита и счетчиков Гейгера — Мюллера, один из которых имеет криптоновое наполнение. С помощью этого устройства отдельно регистрировали испускаемые корпускулярные и рентгеновские излучения [3]. В некоторых случаях (когда были известны схемы распада интересующих ядер) оказывалось успешным определение выходов изотопов при измерении γ -спектров. Однако использование такой методики затруднительно, если приходится иметь дело с неизученными изотопами или же когда распад не сопровождается эмиссией γ -квантов.

К третьей группе исследований относятся работы с тяжелыми элементами (редкоземельные и более тяжелые), когда встречаются трудности как при химическом разделении большинства фракции, из-за множества аналогов, так и в технике счета. В этом случае почти у всех продуктов реакции наблюдается захват орбитального электрона. Из-за высокой энергии K -излучения (30—100 килоэлектронвольт) применение газовых счетчиков становится малоэффективным. Измерение числа ядер, испытывающих захват орби-

талльных электронов, проводится здесь либо при помощи счетчиков Гейгера — Мюллера по сопутствующему L -излучению [4], либо со сцинтилляционными счетчиками с «коллоидом», в которых достигается полное поглощение всего испускаемого излучения [5]. Для третьей группы характерно исключительное многообразие конечных продуктов реакции, причем у одной фракции часто наблюдается образование нескольких изотопов с близкими величинами периодов полураспада и энергий излучения. В таких случаях, чтобы разделить до конца смесь ядер, приходится привлекать не только все доступные способы измерений энергии излучений, в том числе γ -спектроскопию, но и прибегать к последовательным выделениям дочерних активностей.

Некоторую специфику имеет радиохимический метод при использовании его для изучения вторичных реакций. Продукты вторичных реакций — это изотопы элементов с зарядом, большим исходного. Выходы таких ядер быстро уменьшаются по мере увеличения разности зарядов исходного и выделяемого элемента. Вследствие этого возникают повышенные требования, предъявляемые как к чистоте выбранных материалов для облучения, так и к методам химического выделения и измерения препаратов.

§ 25. Реакции с вылетом небольшого числа нуклонов

Рассмотрим радиохимические исследования реакций в которых конечное ядро по массе и заряду отличается от начального ядра не более чем на одну-две единицы, т. е. реакции типа $(p, 2p)$, (p, pn) , $(p, 2n)$ и (p, n) . Среди этих реакций наиболее подробно изучена реакция (p, pn) [6—33]. Опыты проводились в широком диапазоне элементов (от С до U), а на некоторых мишенях (С, F, I и некоторых других) в широком интервале энергии протонов (100 Мэв — 60 Гэв). Всего использовалось свыше 20 различных мишеней. Зависимости выходов (p, pn) -реакций от энергии протонов на ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{65}Cu и ^{127}I приведены на рис. 59, а для ^{12}C — на рис. 60. Видно, что, хотя по абсолютной величине сечения (p, pn) -реакций неодинаковы, у большинства мишеней при энергиях протонов $E_p > 300$ Мэв они обладают заметным постоянством в широком интервале энергий. Наименьшее сечение, около 10 мбарн, получено для ^{14}N . Для ^{19}F и ^{127}I сечение на плато лежит в пределах 20—60 мбарн.

У остальных мишеней оно составляет около 50—80 мбарн. Для большинства средних и тяжелых элементов, а также для С в области малых энергий наблюдается увеличение выхода (p , pn)-реакций в несколько раз. Имеется три элемента (U, Au, F), у которых не видно такого сильного увеличения выхода реакции при малых энергиях. В той области, где должно было бы сказываться рождение мезонов

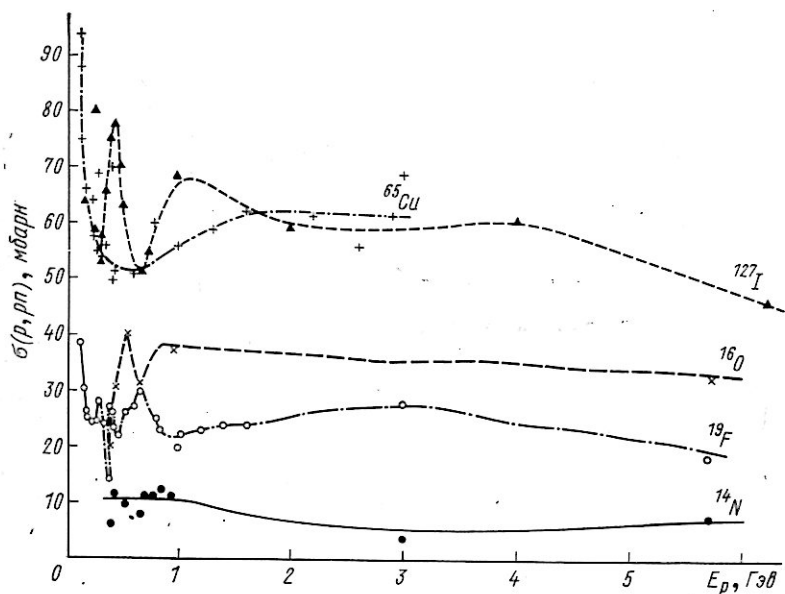


Рис. 59. Сечения реакций (p , pn) при различных энергиях бомбардирующих протонов.

($E_p > 250$ Мэв), нет заметного увеличения вероятностей реакции. Отсюда следует, что рождение мезонов на ядрах, видимо, не оказывает заметного влияния на поведение (p , pn)-реакций.

Значения отношений сечения (p , pn)-реакции к геометрическому сечению ядра оказались небольшими, и по величине они не превосходят 0,1. Так, для $E_p > 300$ Мэв отношение $\sigma(p, pn)/\sigma_{\text{геом}}$ составляет примерно 0,03—0,06. У Си и О оно немного выше (около 0,07).

В некоторых исследованиях удавалось наблюдать образование продуктов реакций (p , pn) в основном и возбужденном состоянии. Данные, которых, к сожалению, немного

[17, 24, 32], показывают, что отношение выхода изомера в возбужденном состоянии к выходу в основном состоянии от элемента к элементу изменяется в пределах двух. В большинстве случаев вероятность образования изомеров в (p, pn) -реакции оказывается примерно одинаковой. Только в случае ^{45}Sc образование продукта в основном состоянии

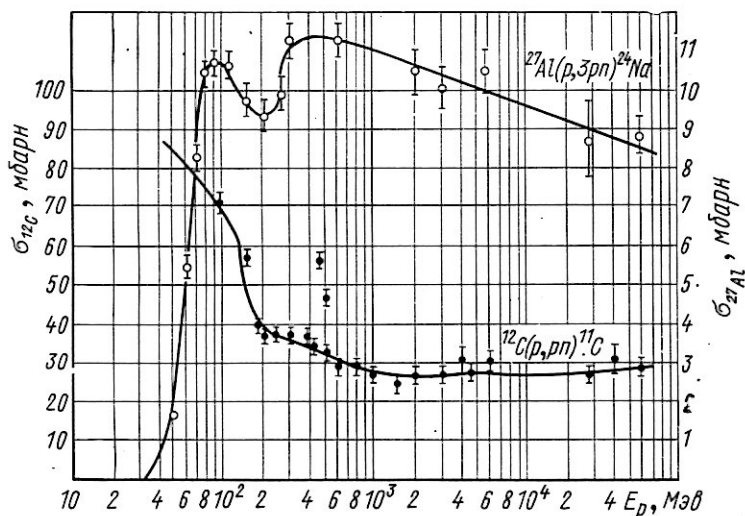


Рис. 60. Зависимость сечений реакций $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ и $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ от энергии падающих протонов.

найденно несколько выше, чем его изомера. Резкой зависимости отношения выходов изомеров от энергии не обнаруживается. По сравнению с геометрическим сечением выхода ядра в возбужденном состоянии составляет примерно половину от полного выхода, т. е. 2,5—2,7% $\sigma_{\text{геом}}$. У Sc он немного меньше (около 2% $\sigma_{\text{геом}}$). Можно сказать, что особенных различий в образовании изомеров в (p, pn) -реакции не обнаруживается.

Экспериментальных данных о $(p, 2p)$ -реакциях [16—22, 26, 34] накоплено меньше, чем о (p, pn) -реакциях, поскольку эти исследования связаны с необходимостью использовать мишени из обогащенных изотопов.

Выходы $(p, 2p)$ -реакций оказываются неодинаковыми на разных мишенях и почти не зависят от энергии протонов.

При малых энергиях (около 100 Мэв) сечения ($p, 2p$)-реакций на Те и Се составляют около 10 мбарн. У Zg и W они увеличиваются до 40 мбарн.

Реакции (p, n) изучали в работах [14, 21, 23—26, 28, 29, 31, 35]. Величины сечений (p, n)-реакций на разных мишенях лежат в пределах от 0,5 до 20 мбарн, а в большинстве случаев в интервале 1—10 мбарн. При энергии несколько сот мегаэлектронвольт сечение реакции (p, n) составляет несколько миллибарн. В области малых энергий наблюдается заметное возрастание выходов реакции (до 10 мбарн и более).

Подобная зависимость имеет место и для ($p, 2n$)-реакций, но по абсолютной величине они немного больше (до 70 мбарн) [17, 21, 23, 25, 26, 28, 29, 32, 35]. На Y, например, переход от 100 к 240 Мэв уменьшает выход реакции почти в три раза.

По сравнению с геометрическими сечениями ядер вклады реакций (p, n) и ($p, 2n$) относительно невелики. Вклад реакций ($p, 2n$) примерно такой же, как и ($p, 2p$)-реакции, или в два-три раза меньше. Наибольшая величина отношения $\sigma(p, 2n)/\sigma_{\text{геом}}$ получена для Y и Zg (6—2,2% и 1,6—0,5% соответственно), у Те и Вi доля ($p, 2n$)-реакций составляет около 1%. Относительный вклад реакции (p, n) еще меньше и лежит в пределах от 1,5 (Y) до 0,3% (Ca, Sc, U). У таких мишеней, как Те, Ag и Th, он находится в пределах 0,1—0,3% геометрического сечения ядра.

Наряду с реакциями испускания двух нуклонов на ядрах с заметной вероятностью происходят реакции с испусканием большого числа нейтронов, т. е. реакции (p, xn), (p, pxn) и ($p, 2pxn$). Рассматриваемые реакции с реакциями (p, pn) и ($p, 2p$) роднит относительная независимость выходов продуктов от энергии падающих частиц и сравнительно слабые колебания сечений образования различных изотопов. Из этих реакций лучше всего изучены (p, pxn) [26—33]. Они наблюдались в широком диапазоне элементов (от Со до Th), энергий протонов (от 100 Мэв до 3—6 Гэв) и при изменении x от 1 до 4—5 и даже при $x = 7$. Меньше изучены (p, xn)-реакции, сведения о которых для значений $x \leq 4$ имеются на Y, Те, Вi и Th при энергиях несколько сот мегаэлектронвольт [15, 26, 29, 31, 35] и лишь для Ga при энергиях несколько гигаэлектронвольт [28]. Еще слабей изучены ($p, 2pxn$)-реакции, систематическое исследование которых проведено только на разделенных изотопах Те в интервале 120—660 Мэв [28].

Во всех случаях (p , pxn)-реакций наблюдается монотонное уменьшение выходов продуктов по мере увеличения x — числа вылетающих нейтронов. Наибольшую долю среди них имеют (p , pn)-реакции. Остальные каналы составляют от 0,8 до 0,2 от выхода (p , pn). Зависимость выходов (p , pxn)-реакций от энергии протонов такая же, как и у (p , pn)-реакции, а именно, имеет место уменьшение выхода каждого канала в два-три раза при переходе от 100 до примерно 300 Мэв, после чего они остаются постоянными. Сильной зависимости вероятности образования рассматриваемых продуктов от энергии не видно, но чем больше атомный номер мишени, тем больше сечения образования легких изотопов. Возрастание выхода легких изотопов на тяжелых мишенях объясняется избытком нейтронов над протонами и увеличением высоты кулоновского барьера в тяжелых ядрах. Суммарная вероятность (p , pxn)-реакций колеблется от 10 до 30% геометрического сечения ядра в зависимости от энергии. Среднее число нуклонов заключено от 2,3 до 4,4. В подавляющем числе измерений оно лежит между 3,5 и 4,0.

У большинства мишеней среднее число испускаемых нуклонов с ростом энергии меняется незначительно. У таких близких к тяжелой компоненте фотоэмульсии мишеней, как Y и I, количество испускаемых нуклонов при любой из указанных энергий равно трем-четырем. Таким образом, на каждый протон испускается от двух до трех нейтронов.

В случае (p , $2pxn$)-реакций радиоактивные изотопы, отвечающие значениям $1 \leq x \leq 3$, при всех энергиях образуются с наибольшей вероятностью, как и для (p , $2p$)-реакций. Для $x \geq 4$ имеет место постепенное уменьшение вероятности образования продукта. Сильной зависимости выходов продуктов от энергии протонов не видно.

Суммарное сечение (p , $2pxn$)-реакций для $x \leq 6$ составляет около 100 мбарн, т. е. около 7% геометрического сечения. Среднее число испускаемых нуклонов заключено между 4 и 5, 4.

Наблюдаемые зависимости выходов (p , xn)-, (p , pxn)- и (p , $2pxn$)-реакций находят удовлетворительное объяснение по каскадно-испарительной теории [15, 18, 28, 32]. Расхождения между предсказываемыми и действительными значениями лежат в большинстве случаев в пределах коэффициента, равного двум. Исключения представляют реакции (p , pn) и отчасти (p , $p2n$), где расхождение между теорией и опытом существенно больше.

§ 26. Реакция глубокого расщепления

Расщепление легких элементов. При облучении элементов легче Al число образуемых радиоактивных изотопов с периодами, удобными для наблюдения, невелико. Каждый из них сильно отличается от всех остальных своими характеристиками. Вследствие этого отпадает надобность в химическом разделении продуктов реакции: радиоактивные изотопы достаточно легко идентифицируются по величинам периодов полураспада. Образование радиоактивных изотопов при бомбардировке ядер углерода, азота, кислорода и фтора изучалось при энергии протонов от 0,15 до 5,7 Гэв [8, 36—38]. Расщепление Al протонами исследовали при энергиях от 0,12 до 28 Гэв [7, 39—45]. В большинстве перечисленных работ определяли выход того или иного продукта относительно выхода ^{11}C из углерода или ^{24}Na из алюминия. Данные для алюминиевой мишени сведены в табл. 31. При составлении таблицы сечения образования продуктов, определяемые с помощью алюминиевого монитора, пересчитывали по наиболее точным значениям выходов ^{24}Na в соответствующем интервале энергий протонов.

В табл. 31 не приведен выход ^{24}Na . Наиболее точные данные о сечениях образования этого изотопа из алюминия, а также ^{11}C из углеродного монитора приведены на рис. 60.

Обращает внимание относительное постоянство вероятностей образования почти всех продуктов расщепления легких элементов в широком интервале изменения энергий падающих протонов. Такое постоянство сечений образований характерно для реакций с вылетом малого числа нуклонов, в том числе и для (p , pn)-реакций. Лишь в случае образования самых легких радиоактивных изотопов из алюминия: ^{11}C и ^7Be , наблюдается небольшое возрастание выходов в области энергий до 1,0 Гэв (в три и пять раз соответственно). Сравнительно высокими выходами обладают реакции образования ^{11}C из азота и ^{22}Na из алюминия, сечения которых достигают при некоторых энергиях 25 мбарн, т. е. составляют около 5% геометрического сечения ядра. Выходы остальных продуктов составляют не более 10 мбарн. С наименьшей вероятностью образуется изотоп ^{13}N при расщеплении фтора и алюминия, его сечения не превышают 2,0 мбарн.

Одни и те же реакции на разных мишенях имеют различные величины сечений. Так, сечение реакции (p , $2p2n$) на азоте составляет около 20 мбарн. При расщеплении кис-

Сечение образования продуктов расщепления Al, мбарн

$E_p, \text{Гэв}$	^{22}Na ($p, 3p3n$)	^{18}F ($p, 5p5n$)	^{18}O ($p, 6p7n$)	^{14}N ($p, 7p8n$)	^{11}C ($p, 8p9n$)	^7Be ($p, 10p11n$)	Литература
0,12	22,1	5,9	2,3	0,62	0,73	1,63	[41]
0,335	12	5,5	—	—	1,9	1,4	[39]
0,42	—	7,6±0,22	—	1,07±0,1	2,25±0,11	—	[42]
0,60	19,6	7,0	6,6	0,9	3,4	—	[43]
0,66	16,5	7,5	6,9	1,4	2,8	4,2	[41]
1,0	17,5	7,7	—	—	5,5	7,8	[43]
—	—	8,0±0,26	—	1,5±0,11	4,3±0,24	—	[42]
1,4	20,6	6,8	7,7	1,7	5,7	8,5	[43]
2,0	12,2±0,6	7,3±0,19	—	1,93±0,07	5,2±0,19	—	[42]
2,2	14,5	6,9	6,3	1,8	6,0	12,4	[43]
2,9	11,1±0,36	6,9±0,18	—	1,2±0,08	5,1±0,18	7,5±0,37	[42]
3,0	16,6	6,5	7,0	1,1	6,1	10,8	[43]
5,7	14,1±1,1	6,4±0,26	3,7±1,6	1,4±0,18	5,0±0,35	6,9±0,35	[7]
6,0	—	6,6±0,17	—	1,4±0,18	5,0±0,18	—	[42]
10,0	—	6,4±0,17	—	1,4±0,18	4,9±0,18	—	[42]
17,0	—	6,3±0,17	—	1,4±0,18	4,6±0,17	—	[42]
28	10,2±0,35	6,2±0,17	4,5±1,3	1,2±0,09	4,9±0,17	8,2±0,28	[111]

лорода и фтора это сечение лежит в пределах от 4 до 10 мбарн.

Возрастание сечений реакций с испусканием одинакового числа протонов и нейтронов для некоторых мишеней, по-видимому, связано со специфической способностью легких элементов распадаться на α -частицы, дейтоны и т. д.

Выходы продуктов взаимодействия нейтронов с ядрами Al оказываются такими же, как и при облучении протонами сравнимых энергий. Исключением является изотоп ^{24}Na , для которого вероятность образования на нейтронах в два раза больше, чем на протонах.

Небольшое число радиоактивных изотопов, получаемых в актах расщеплений легких мишеней, постоянство их сечений образований в широком диапазоне энергии и отсутствие надобности в химическом разделении делает реакции на легких элементах удобными для измерений потоков бомбардирующих частиц. Для мониторинга чаще всего используют сравнительно долгоживущие изотопы ^{11}C с периодом полураспада 20 мин, образующиеся при облучении углерода, и ^{24}Na с периодом полураспада 15 ч, образующийся при облучении алюминия. Сечения образования указанных изотопов измеряли наиболее тщательно и в достаточно широком интервале энергий бомбардирующих частиц. Сводка данных по выходам мониторинговых реакций при облучении протонами имеется в обзоре [46] (см. также рис. 60).

Сечения образования ^{11}C из углерода и ^{24}Na из алюминия измеряли также и при бомбардировке другими частицами высоких энергий: нейтронами [47, 48], дейтонами [49—51] и α -частицами [49, 50, 52].

Каждому типу бомбардирующей частицы соответствует своеобразная функция возбуждения, но для всех функций характерно резкое увеличение сечения реакции вблизи порога. Для углерода сечение достигает заметной величины уже при энергиях протонов 20 Мэв, α -частиц — 30 Мэв и дейтонов — 50 Мэв. По мере увеличения энергии падающих частиц кривые сечений проходят через максимумы, которые для каждой частицы лежат при разных энергиях и имеют неодинаковую высоту. Наиболее высокий максимум наблюдается на протонах. Он лежит при 40—50 Мэв и высота его соответствует примерно 90 мбарн. Вправо от максимума сечение для (p , pn)-реакции на углероде монотонно падает с ростом энергии протонов, вначале резко (в интервале 60—200 Мэв), затем более медленно (200 Мэв — 1,0 Гэв) и далее выходит на плато. Кривая выхода ^{11}C

из углерода под действием α -частиц имеет два максимума при 100 и 300 Мэв. Сечение образования ^{11}C из углерода в, случае $(n, 2n)$ -реакции при энергии 90 Мэв оказывается почти в два раза меньше, чем на α -частицах, и в три раза меньше, чем на протонах или дейтонах таких же энергий. При энергиях, равных примерно 400 Мэв, выход $(n, 2n)$ -реакции примерно в 1,5 раза ниже, чем на протонах, и в 2,5 раза ниже, чем на α -частицах таких же энергий. Аналогичным образом ведет себя и сечение образования ^{24}Na из алюминия. Наименьшая величина порога наблюдается для дейтонов, где реакция становится заметной при энергии 13 Мэв. Порог для протонов составляет около 30, а для α -частиц — около 50 Мэв. Наиболее отчетливо максимум проявляется на кривой функции возбуждения дейтонов, где он лежит при 22—24 Мэв. Максимум кривой для α -частиц и протонов расположен при энергии около 100 Мэв.

В области энергий, расположенной за максимумом, кривые выхода ^{24}Na зависят от типа падающих частиц. Например, для протонов функция возбуждения почти постоянна во всем изученном интервале энергий. Лишь при энергии 200 Мэв имеется небольшой минимум, составляющий не более 20% высоты ординат на остальных участках. Можно считать, что в пределах погрешностей опыта вероятность образования рассматриваемого изотопа из алюминия на протонах составляет около 10 мбарн для всего представленного интервала энергий.

В случае дейтонов сечение образования ^{24}Na в интервале энергий от 120 до 200 Мэв выходит на плато, ординаты которого примерно совпадают с значением выхода этого изотопа при бомбардировке α -частицами и в два раза больше, чем для протонов таких же энергий. Выход изотопа под действием нейтронов оказывается почти таким же, как и для α -частиц.

Таким образом, видно, что при больших энергиях образование рассматриваемых изотопов под действием сложных бомбардирующих частиц оказывается в несколько раз более вероятным, чем при облучении протонами.

В последние годы в качестве мониторирующей реакции все чаще используется реакция образования ^{149}Tb из золота [53]. Высокий порог этой реакции и относительная простота регистрации α -радиоактивности делают эту реакцию удобной при экспериментах с протонами при энергиях несколько гигаэлектронвольт.

Расщепление средних и тяжелых элементов. Изучению реакций глубокого расщепления средних и тяжелых элементов посвящены работы [6, 11, 13, 14, 29, 31, 54—82]. Эти реакции изучены на большом числе элементов (от V до U) и в достаточно широком диапазоне энергий и типов падающих частиц. При облучении одно- или двухизотопных мишеней картина протекающих реакций расшифровывается вполне однозначно. При облучении многоизотопных элементов расшифровка затрудняется.

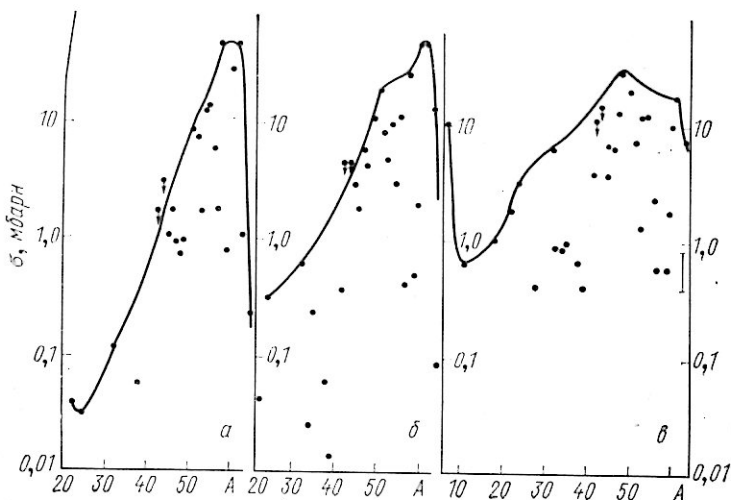


Рис. 61. Сечения образования продуктов расщепления Си протонами с энергиями 340 (а), 660 Мэв (б) и 2,2 Гэв (в).

A — массовое число продукта реакции. Сплошные линии проведены через экспериментальные точки, соответствующие максимальным значениям выходов.

Некоторые результаты измерений выходов продуктов расщепления меди показаны на рис. 61, где ниспадающий участок отвечает реакциям глубокого расщепления.

Исследования показывают, что отношение сечений образования отдельных ядер колеблется в пределах до двух порядков. С увеличением энергии падающих частиц вероятности образования различных изотопов уравниваются. При энергиях, заметно превышающих величину полной энергии связи всех нуклонов в ядре-мишени, картина реакций глубокого расщепления приближается к картине выходов продуктов простейших реакций или реакций на легких

элементах. С наибольшей вероятностью образуются элементы, близкие к исходным (ΔZ изменяется от 0 до 3). Их выходы составляют десятки или сотни миллибарн. Для некоторых мишеней при достаточно высоких энергиях вблизи ядра-мишени отчетливо видна область реакций с примерно одинаковыми выходами. В зависимости от энергии падающих частиц она может простирается вплоть до ядер, существенно отличающихся по массовому числу A от исходного ядра ($\Delta A \approx 10 \div 30$). За этой областью, а при небольших энергиях непосредственно вблизи облучаемого элемента, расположена область, где выходы продуктов уменьшаются по мере увеличения ΔZ , причем от ядра к ядру сечения могут сильно изменяться. Область расположена при $\Delta A \gtrsim 20 \div 30$, а ее размеры зависят от выбора мишени, причем сечения образования отдельных ядер на границах в среднем отличаются на два-три порядка.

Выходы продуктов с $\Delta A \gtrsim 10$ находятся в прямой зависимости от энергии падающих частиц и увеличиваются, когда энергия возрастает. Если при 100 Мэв ядра образуются с сечениями в несколько миллибарн, то при энергии несколько гигаэлектронвольт выходы таких продуктов составляют десятки миллибарн, а в некоторых случаях достигают 100 мбарн. Выходы близких и далеких продуктов оказываются сравнимыми.

Расчеты средневзвешенных значений потери нуклонов ($\Delta \bar{A}$) и протонов ($\Delta \bar{Z}$), выполненные для перечисленных исследований, дали следующие результаты [78]: средневзвешенные значения потери массы $\Delta \bar{A}$ растут как при увеличении Z мишени, так и при увеличении энергии падающих частиц. Среднее число теряемых ядрами нуклонов в зависимости от энергии заключено в интервале от 2,4 до 33. При энергиях около 100 Мэв в среднем теряется около трех нуклонов. Зависимость $\Delta \bar{A}$ от энергии для разных элементов оказывается неодинаковой и может различаться в два раза. Средневзвешенные значения ($\Delta \bar{A}/\Delta \bar{Z}$) испытывают меньшие колебания и заключены между 2,1—6,1, а в подавляющей части случаев лежат в пределах от 2,5 до 3,5 и почти не меняются с изменением величины энергии падающих частиц. Для тяжелых мишеней (Ta, Bi) это отношение несколько больше.

Несмотря на то что в радиохимических опытах регистрируются лишь конечные продукты реакций и истинные соотношения между числами вылетающих протонов и нейтронов

остаются неизвестными, расчеты отношений ($\Delta A/\Delta Z$) отдельно для продуктов с независимыми выходами и для ядер, в которые могут вливаться радиоактивные предшественники с избытком или недостатком нейтронов, дают после усреднения по всем ядрам близкие величины. Основной вклад составляют продукты с независимыми выходами. Их доля превышает 2/3 общего числа наблюдаемых изотопов. Продукты с кумулятивными выходами, т.е. продукты, которые могут образоваться от радиоактивных предшественников (их, например, со стороны нейтронно-дефицитных изотопов может быть иногда до 1/3 всех выделенных продуктов), не искажают усредненных отношений, характеризующих потери нейтронов и протонов. Расхождения результатов разных расчетов составляют не более 15%. Наименьший вклад ($< 10\%$) дают кумулятивные ядра, в которых возможен вклад нейтронно-избыточных изотопов. При расщеплении средних элементов кумулятивные изотопы почти не образуются и появляются только при расщеплениях легких и тяжелых элементов.

Суммарные сечения продуктов расщеплений составляют не больше половины геометрического сечения исходного ядра. Это указывает на то, что большую часть изотопов наблюдать нельзя.

В связи с этим широко используются математические оценки выходов ускользящих от наблюдения ядер на основании известных выходов соседних ядер. Наиболее строгие приемы интерполяционных определений выходов ненаблюдаемых продуктов развиты в работах [6, 83] и [84].

Максимальные значения потери массы (ΔA_m) или заряда (ΔZ_m) в реакциях определяются главным образом энергией падающих частиц. С ростом энергии ΔA_m и ΔZ_m увеличиваются. Как правило, $\Delta Z_m \approx 0,5 \Delta A_m$. При достаточно больших энергиях становится возможным почти полное разрушение ядра-мишени.

Минимальная затрата энергии падающей частицы в реакции на удаление единицы массы ($E_p/\Delta A_m$) близка к величине энергии связи нуклона в ядрах и лежит в пределах от 5,3 до 9,0 Мэв/нуклон. Эти величины отвечают энергиям падающих частиц около 600 Мэв. В некоторых работах получены еще меньшие значения энергии. Однако трудности разделения продуктов глубокого расщепления от актов деления или фрагментации в таких случаях не позволяют утверждать, что столь малые величины соответствуют реакциям расщепления.

Средние значения затрат энергии на удаление единицы заряда (величины $E_p/\Delta Z_m$) в рассматриваемых работах немного выше и заключены между 12 и 30 *Мэв/протон*. Они оказываются немного меньшими, но достаточно близкими к величинам $B \doteq (E_p/N_m)$, вычисленным для звезд в эмульсии, где для энергий, меньших 600 *Мэв*, значения B заключены между 22 и 50 *Мэв*. Можно привести достаточно веские причины, объясняющие естественный характер расхождений между значениями отношений $E_p/\Delta Z_m$ и B . Например, только вследствие испускания α -частиц в эмульсии величины должны быть на 1/3 выше, чем соответствующие значения в радиохимических экспериментах.

Так же как это имело место при наблюдении звезд, из анализа радиохимических опытов можно сделать вывод, что характеристики реакций, вызываемых облучением нейтронами, протонами, дейтонами или α -частицами одинаковых энергий, похожи друг на друга. Таким образом, и для процесса глубокого расщепления не существен тип падающей частицы, а важна величина ее энергии.

Рассматривая выходы изотопов разных фракций и выходы изобар при одинаковых значениях A , видим, что для средних элементов они представляют собой куполообразные кривые со значениями полуширины по A от 3,5 до 5 массовых единиц, а по Z — от 1,5 до 2,5 единиц [85]. В случаях расщепления тяжелых элементов (Ta , Bi) такой зависимости не видно, и, хотя здесь наблюдается иногда до десятка ядер с одинаковыми Z или A , выходы различных изотопов или изобар оказываются примерно одинаковыми.

Образование изомеров в реакциях глубокого расщепления наблюдали в работах [6, 54, 56, 59, 60, 68, 74, 78, 86—88]. Отношения выходов изомеров с большими и малыми значениями спина у мишеней легче Ag и I оказываются больше единицы и зависят от величины ΔA . На примере изомерной пары $^{52g}Mn/^{52m}Mn$ в работах [6, 86] показано, что отношение выходов изомеров из разных мишеней увеличивается с $1,40 \pm \pm 0,12$ до $2,4 \pm 0,2$, когда ΔA изменяется от 1 до 18. Отношения выходов изомеров не зависят ни от спина исходного ядра, ни от значений энергий падающих частиц. Наблюдаемая зависимость выходов изомеров от ΔA реакции соответствует каскадным расчетам. Однако для тяжелых элементов имеются некоторые отступления.

Сравнение экспериментальных и расчетных сечений образования остаточных ядер в реакциях глубокого расщепления позволяет проверить каскадную теорию. Чтобы найти ве-

роятности образования продуктов в широком диапазоне ΔZ и ΔA , нужно последовательно рассчитать вероятности каскадного выбивания разного числа нуклонов и передачи промежуточному продукту соответствующих порций энергии возбуждения, а затем вычислить вероятности испарения промежуточным продуктом некоторого числа нейтронов, протонов, α -частиц и т. д. и учесть флуктуации в распределении энергии возбуждения. Отметим основные результаты подобных расчетов, выполненных для случаев облучения протонами As при энергиях 103 и 170 Мэв [6], Cu — при 360 Мэв и 1,87 Гэв [89, 90], As — при 378 Мэв [91], Ag — при 480 Мэв [92] и Bi — при 450 Мэв [75]. В результате этих исследований получено, что согласие между расчетом и опытом наблюдается только для одной трети, в крайнем случае, — половины продуктов. В остальных случаях они могут отличаться в 10 раз и более. Качественные каскадно-испарительные расчеты удовлетворительно объясняют куполообразные кривые распределения выходов изобар [85, 93]. Тот факт, что последовательные каскадно-испарительные расчеты не всегда дают совпадение с опытом и лучшее согласие наблюдается при всевозможных усреднениях, указывает на то, что представления о механизме реакций глубокого расщепления еще далеки от истинного.

§ 27. Образование радиоактивных фрагментов

Радиоактивными фрагментами называются легкие радиоактивные ядра, образующиеся при облучении более тяжелых ядер частицами высоких энергий. Рассмотрим экспериментальные данные по сечениям образования этих изотопов.

Образование трития ^3H из различных элементов под действием частиц высоких энергий изучено наиболее полно [94—105]. Облучали как легкие, так и тяжелые элементы. Интервал энергий падающих протонов на некоторых мишенях простирается от 100 Мэв до 6,2 Гэв [97, 101]. При бомбардировке дейтонами и α -частицами сечение образования трития измеряли на Al и Pb в интервале энергий 70—390 и 140—750 Мэв соответственно [104]. В большинстве перечисленных работ применяли примерно одинаковую методику эксперимента. Облученные образцы (массой в несколько граммов) для выделения трития нагревали в атмосфере водорода, служащего носи-

телем. Водородно-тритиевую смесь подвергали очистке от других газообразных продуктов реакции с помощью палладиевого фильтра, и вводили внутрь счетчика Гейгера — Мюллера для измерения числа актов распада ^3H . Таким способом регистрируют ядра трития, получающие в реакции сравнительно небольшие энергии, т. е. пробеги которых не превышают размеров облученных образцов. Специальные измерения [104] показали, что выходы трития из препаратов Рb не зависят от толщины, когда она больше 0,6 мм, и резко уменьшаются для меньших толщин. В случае Th [95] при толщине мишеней более 2 мм выход трития не зависит от толщины, т. е., как показывают оценки, регистрируются только те ядра трития, энергия которых менее 35 Мэв. Найдено, что доля трития, имеющего большие пробеги, составляет около 10% измеренного количества.

Выходы трития из некоторых элементов приведены в табл. 32. В качестве мишеней легких элементов применяли различные органические материалы (см. табл. 32, в скобках указаны элементы, преимущественно содержащиеся в этих материалах). Из табл. 32 видно, что с увеличением энергии падающих частиц сечения образования трития возрастают. Рост сечения наблюдается как на легких, так и в особенности на тяжелых элементах.

Аналогичное увеличение выходов трития происходит не только при облучении протонами, но и под действием дейтонов и α -частиц. На протонах сечение образования трития из различных элементов лежит в пределах от нескольких миллибарн до сотен, а в области нескольких гигаэлектронвольт сечение образования трития из Рb достигает одной четвертой геометрического сечения ядра. При одинаковой энергии бомбардирующих частиц имеет место линейное увеличение выхода трития в зависимости от атомного веса мишени. Эта зависимость хорошо видна при энергии протонов 660 Мэв и несколько хуже при 450 Мэв (рис. 62). Из рис. 62 видно, что при переходе от Al к Рb (A мишеней меняется почти в 8 раз) выход увеличивается примерно в 4 раза. Подобная же зависимость наблюдается при бомбардировке α -частицами с энергией 750 Мэв. Данные различных работ, в которых облучали одни и те же элементы при близких значениях энергий протонов, удовлетворительно согласуются друг с другом. Например, в случае полиэтилена при энергии 400 Мэв [102] сечение образования трития найдено равным $8,6 \pm 1$ мбарн. Оно совпадает в пределах погрешностей опыта с величиной, указанной в табл. 32

Сечение образования ^3H при облучении протонами, дейтонами и α -частицами, Мбарн

Мишень	Энергия протонов, Гэв					
	0,225	0,450	0,730	2,05	2,2	5,7-6,2
Полиэтилен (С)	7,0±1,1	7,3±0,5	7,6±1,2	14,0±1,2	—	19
Меламин (N)	—	26±4	—	25±4	28±4	35
Люцит (O)	8,7±1,0	38±5	—	30±4	33±4	38

Продолжение табл. 32

Мишень	Энергия протонов, Гэв					
	0,120	0,300	0,450	0,550	0,660	2,05
Mg	—	19±6	30±9	26±8	43±13	30±2
Al	16±5	25±7	24±7	33±10	46±14	37±4
Fe	6,4±1,2**	—	28±5	—	—	53±8
Sn	—	38±11	—	69±21	122±37	—
Pb	17±5	73±22	91±27	87±26	186±56	510±72
Bi	—	73±22	—	75±22	167±50	—

Продолжение табл. 32

Мишень	Энергия дейтонов, Мэв					
	70	150	270	390	140	300
Al	12,5±3,1	29,2±4,7	29,7±4,6	38,1±6,0	44,7±9,1	52,5±9,2
Sn	—	—	—	—	—	—
Pb	40,8±12,5	79,2±12,8	83,6±14,6	87,3±15,9	98±21,2	94±25,4

Продолжение табл. 32

Мишень	Энергия α -частиц, Мэв					
	70	150	270	390	140	300
Al	12,5±3,1	29,2±4,7	29,7±4,6	38,1±6,0	44,7±9,1	52,5±9,2
Sn	—	—	—	—	—	—
Pb	40,8±12,5	79,2±12,8	83,6±14,6	87,3±15,9	98±21,2	94±25,4

* Данные для энергии протонов 5,7 Гэв.
** Данные для энергии протонов 0,135 Гэв.

для энергии 450 Мэв [98]. При энергии 450 Мэв выходы трития из Al и Pb получены равными (23 ± 3) [96] и (71 ± 8) мбарн [101] и совпадают со значениями, приведенными в табл. 32. Сечение образования данного изотопа из

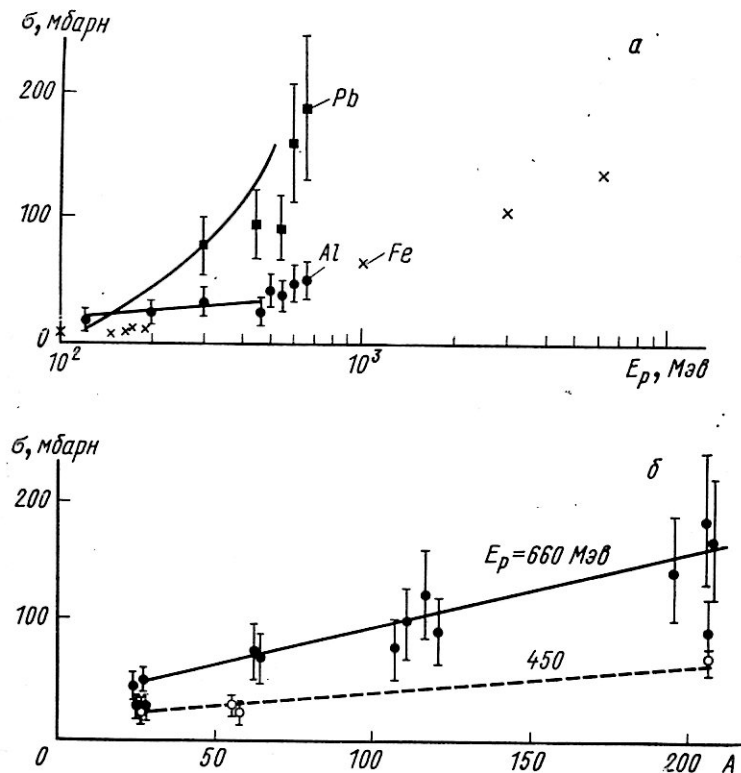


Рис. 62. Экспериментальная зависимость сечения образования ^3H от энергии падающих протонов (а) и массового числа ядра мишени (б).

Fe при энергии 160 Мэв равно 7,2 мбарн [97], тогда как при энергиях 150 и 177 Мэв получаются величины $(6,1 \pm 1,1)$ и $(6,6 \pm 1,2)$ мбарн соответственно [94].

Сравнивая выходы ядер трития на протонах, дейтонах и α -частицах, видим, что наиболее эффективными в смысле максимального образования продукта являются α -частицы. На Al сечение образования трития α -частицами малых энергий (150 Мэв) примерно в 2—3 раза выше, чем в случае

дейтонов или протонов. На Pb оно больше в 4—6 раз. Можно утверждать, что увеличенное образование трития при бомбардировке α -частицами не вызывается реакцией срыва протона у α -частиц. В этом случае образовался бы продукт с энергией, весьма близкой к энергии α -частиц, а так как их наименьшая энергия составляет 140 Мэв, то ядра трития с такими энергиями выпали бы из наблюдения.

Относительные выходы ${}^4\text{He} : {}^3\text{He} : {}^3\text{H}$ из образца стали измеряли при энергии протонов 340 Мэв [106]. Количество трития определяли так же, как и в ранее приведенных работах; содержание ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ находили с помощью масс-спектрометров. Относительный выход указанных ядер найден равным 1,0 : 0,048 : 0,078 соответственно.

Выход изотопа ${}^6\text{He}$ измеряли из C, Al, Cu, Ag и Pb под действием протонов с энергиями 1,0 ; 1,9 и 2,85 Гэв [107].

Таблица 33
Сечение образования ${}^6\text{He}$, мбарн

Мишень	Энергия протонов, Гэв		
	1,0	1,9	2,85
C	0,5	—	0,6
Al	1,1	1,3	—
Cu	2	4	4
Ag	4	7	12
Pb	10	21	29

Опыт заключался в сборе и торможении ядер ${}^6\text{He}$, вылетающих из некоторого слоя мишени, в среде гелия, который служил носителем. После очистки смеси ${}^6\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ с помощью ловушки с жидким азотом она поступала в счетный объем. Сечения образования ${}^6\text{He}$ из различных элементов указаны в табл. 33. Из таблицы видно, что выходы фрагмента растут по

мере увеличения энергии протонов. Особенно заметен рост сечения на свинце (примерно 10 мбарн на каждый гигаэлектронвольт энергии протонов).

При одинаковой энергии протонов сечение образования изучаемого продукта монотонно растет с увеличением атомного номера мишени. Например, при энергии 1,0 Гэв выход этого изотопа увеличивается от Al к Pb примерно в 9 раз, т. е. даже несколько быстрее, чем сечение образования ${}^3\text{H}$.

Образование нейтронно-дефицитного изотопа ${}^7\text{Be}$ изучено достаточно подробно [7, 39, 102, 108—113]. На углероде, например, выход этого изотопа измеряли в интервале энергий протонов от порога до нескольких десятков гигаэлектронвольт [111]. Достаточно широко варьировался набор облучаемых элементов. Помимо перечисленных пуб-

ликаций сведения о сечениях образования интересующего изотопа приведены в радиохимических исследованиях реакций расщеплений протонами Fe (энергии 150 и 660 Мэв) и Si (энергии 2,2; 5,7; 24 и 30 Гэв) [54—58]. В этих опытах мишени облучались внутри ускорителя, а фракция бериллия выделялась химически. Определение выхода ${}^7\text{Be}$ основано на измерении кривых спада активности, а для идентификации активности дополнительно наблюдался спектр γ -излучения с помощью бета-спектрометра. Некоторые сечения образования ${}^7\text{Be}$ приведены в табл. 34. Из таблицы видно, что сечение образования ${}^7\text{Be}$ из легких мишеней (Be, C) примерно постоянно и равно друг другу во всем изученном интервале энергий. Только в работе [39] выход этого продукта из бериллия получен почти в три раза меньше, чем из углерода при той же энергии и из бериллия при энергии 352 Мэв. У более тяжелых элементов в области небольших энергий протонов (меньше 1,0 Гэв) выход ${}^7\text{Be}$ монотонно уменьшается с увеличением Z мишени. Например, при переходе от Al к Au вероятность образования продукта для энергии 335 Мэв различается в 140 раз. Возрастание энергии протонов приводит к увеличению выходов интересующего ядра из тяжелых мишеней и уже для 3,0 Гэв они сравнимы друг с другом для всех элементов. Сечения образования этого фрагмента из Al и Au при энергии 1,0 Гэв отличаются в 6 раз.

Сечения образования нейтронно-избыточных изотопов ${}^9\text{Li}$, ${}^{16}\text{C}$, ${}^{17}\text{N}$ при облучении большого числа элементов (от В до U) протонами с энергией 1,0 и 2,8 Гэв измеряли в работе [114]. Указанные изотопы являются излучателями запаздывающих нейтронов с периодами полураспадов 0,176; 0,74 и 4,16 сек соответственно. Детектирование нейтронов проводили с помощью нескольких пропорциональных счетчиков ВF₃, размещенных в парафиновом блоке. Нейтроны регистрировали в перерывах между циклами ускорения протонов. Разделение компонент проводили по периодам спада.

Сечения образования перечисленных изотопов приведены в табл. 35. Из таблицы видно, что для указанных излучателей нейтронов имеет место такая же зависимость выходов, как для трития и ${}^6\text{He}$. Начиная примерно с кальция выходы фрагментов систематически увеличиваются с возрастанием Z мишени и при переходе к более высокой энергии. Так, с ростом энергии протонов от 1,0 до 2,8 Гэв выходы изотопов увеличиваются в 3—6 раз. Переходу от ${}^{40}\text{Ca}$ и

Сечение образования ^7Be , мбарн

Мишень	Энергия протонов, Мэв					
	100	155	202	335	352	1000
Be	9,5±1,0		—	3,7±1,2	12,0±0,5	—
C	12,0	8,8±1,0	9,2	12±2,7	8,3±0,35	10,6
Ar	—	11,0±1,3	—	1,4±0,6	—	7,6
Cu	—	—	—	0,6±0,2	—	4,4
Ag	—	—	—	0,1±0,03	—	2,6
Au	—	—	—	0,01±0,006	—	1,4

Продолжение табл. 34

Мишень	Энергия протонов, Гэв					
	2,2	3,0	5,7	20	30	
Be	—	—	15	—	—	—
C	10,8	11,1	11±1,5	—	—	7,67±0,27** [111]
Al	10,9	11,7	8,3±0,9	—	—	7,89±0,29** [111]
Cu	11,7; 10 [54]	11,9; 7,4 [58]	17 [56]	7,0±0,8* [57]	10,6	10,1
Ag	11,3	12,1	—	—	—	—
Au	5,9	3,4	—	—	—	—

* Энергия протонов 24 Гэв.

** Энергия протонов 28 Гэв.

Сечение образования изотопов для двух значений энергий падающих протонов, *мбарн*

Мишень	${}^9\text{Li}$		${}^{16}\text{C}$		${}^{17}\text{N}$	
	$E_p=1,0 \text{ Гэв}$	$E_p=2,8 \text{ Гэв}$	$E_p=1,0 \text{ Гэв}$	$E_p=2,8 \text{ Гэв}$	$E_p=1,0 \text{ Гэв}$	$E_p=2,8 \text{ Гэв}$
B	1,2	1,13	—	—	—	—
C	0,216	0,236	—	—	—	—
O^{16}	0,106	0,128	—	—	—	—
O^{18}	0,59	0,58	1,12	0,90	30,4	25,1
F	0,23	0,284	0,099	0,071	2,03	1,8
Na	0,185	0,302	0,082	0,101	1,07	1,15
Mg	0,130	—	0,046	—	0,58	—
Al	0,133	0,238	0,050	0,0654	0,66	0,72
Si	0,077	—	0,023	—	0,33	—
S	0,054	—	0,017	—	0,26	—
Ca	0,040	0,126	0,010	0,0253	0,150	0,29
Ti	0,125	0,409	0,0335	0,102	0,307	0,775
Ni	—	0,249	—	0,046	—	0,402
Cu	0,120	0,440	0,0184	0,087	0,149	0,65
Nb	—	0,814	—	0,136	—	0,87
Ag	0,220	1,05	0,028	0,176	0,163	0,99
La	0,65	2,63	0,072	0,50	0,39	2,13
Pr	0,393	2,25	0,069	0,413	0,29	2,07
Nd	—	2,75	—	0,484	—	2,20
Ta	0,59	—	0,099	—	0,366	—
W	0,82	3,9	0,105	0,89	0,393	3,4
Pb	—	6,0	—	1,16	—	4,2
U	1,7	7,5	0,31	1,8	1,1	6,3

${}^{238}\text{U}$ отвечает изменению выходов ${}^9\text{Li}$, ${}^{16}\text{C}$, ${}^{17}\text{N}$ примерно в 10—70 раз, т. е. рост сечений с увеличением атомного номера мишени идет так же, как для He, или даже быстрее. У легких мишеней (для элементов легче кальция) наблюдается нерегулярное уменьшение выходов рассматриваемых фрагментов с увеличением атомного веса мишени. Встречаются скачки в выходах. Они обусловлены в основном избытком нейтронов над протонами в облучаемых ядрах. Так, вероятность образования ${}^9\text{Li}$ и ${}^{15}\text{N}$ выше, чем из ${}^{14}\text{N}$, примерно в два раза, тогда как из ${}^{18}\text{O}$, по сравнению с ${}^{16}\text{O}$, сечение увеличивается в 4,5—5,5 раза. Замечено, что выходы рассматриваемых изотопов из легких мишеней, отвечающие реакциям (p, xp) , где x — некоторое число ($0 \leq x \leq 3$), уменьшаются примерно на порядок при увеличении x на единицу. Например, сечение образования продукта по реакции $(p, 2p)$ составляет

Мишень	Энергия		
	0,36	0,42	1
F	14,2 ± 1,6	22 ± 5,5	—
Al	6,8 ± 0,7*	8,4 ± 1,3	—
Cl	—	2,2 ± 0,55	—
Cu	0,07 ± 0,035*	0,08 ± 0,04	0,51 1,83*
Ag	—	0,016 ± 0,008	0,2
Ta	—	—	0,2
Au	—	0,0044 ± 0,0028	0,07
Pb	—	—	0,05
U	—	—	0,13

* Энергия протонов 342 Мэв [109].

* Энергия протонов 5,7 Гэв [7].

* Расщепление Cu протонами при 980 Мэв [61].

от 25 до 30 мбарн; по реакции (p , $3p$) — 1 до 2 мбарн, тогда как выходы реакций (p , $4p$) составляют от одной до двух десятых миллибарн.

Образование такого сравнительно тяжелого фрагмента, как ^{18}F , изучали при бомбардировке большого числа мишеней (от F до U) и в достаточно широком интервале энергий протонов [7, 39, 40, 109, 111—113]. Сведения о выходах ^{18}F среди продуктов глубокого расщепления содержатся также в работах [54—58, 60, 61, 114, 115]. Искомый продукт в этих опытах также выделялся химически с помощью носителя. Некоторые данные о сечениях образования ^{18}F приведены в табл. 36. Из таблицы видно, что образование интересующего изотопа характеризуется теми же особенностями, что и образование изотопа ^7Be . А именно, когда энергии налетающих частиц невелики, меньше 420 Мэв, выход ^{18}F монотонно уменьшается с увеличением Z мишени. Отношение вероятностей образования продукта в Al и Au равно около 2000. При энергиях протонов 3,0—5,9 Гэв сечения образования этого фрагмента для всех мишеней становятся примерно одинаковыми и составляют несколько миллибарн. Сечение образования ^{18}F из Na при энергии 5,7 Гэв получено равным 10 ± 1 мбарн [7].

Аналогичным образом ведут себя выходы нейтронно-дефицитных изотопов ^{11}C и ^{13}N , однако при энергии протонов 420 Мэв отмечается резкое уменьшение выходов этих изо-

образования ^{18}F , мбарн

протонов, Гэв

2,0	3,0	4,5	5,9	24
—	—	—	$19 \pm 2^{2*}$	—
—	—	—	$7,7 \pm 0,6^{2*}$	$6,03 \pm 0,11^{6*}$
—	—	—	—	—
1,4	1,7	2,5	3,4	$1,5 \pm 0,1$
$1,04^*$	—	—	—	—
0,55	1,7	1,9	1,5	—
0,85	2,3	—	8,7	—
0,25	0,73	1,7	2,5	—
0,49	0,83	1,1	1,4	—
0,55	1,4	2,0	3,2	—

** Реакции расщепления меди протонами с энергией 2,2 Гэв [54].

** Расщепление Со протонами 370 Мэв [59].

** Энергия протонов 28 Гэв [111].

топов из тяжелых мишеней. При энергии 5,7 Гэв [7] выходы из этих фрагментов падают значительно слабее. Например, сечения образования ^{11}C из С, N, O, F и Al получены равными: 29 ± 3 ; 13 ± 4 ; 12 ± 3 ; $5,4 \pm 0,7$ и $6,0 \pm 0,9$ мбарн, а сечение образования ^{13}N из N, O, F и Al составляет $7,3 \pm 0,7$; $6,2 \pm 2$; $1,5 \pm 0,5$ и $1,7 \pm 0,3$ мбарн соответственно. Сечения образования ^{13}N из Zn, Cd, Pb и U под действием протонов с энергией 1,0 Гэв найдены равными 0,13; 0,056; 0,011 и 0,025 мбарн, тогда как для энергии 2,9 Гэв выходы этого фрагмента из тех же мишеней увеличивались до 0,51; 0,27; 0,16 и 0,125 мбарн соответственно [116]. В литературе имеются сведения о сечениях образования более тяжелых фрагментов (^{22}Na , ^{24}Na и др.). Образование таких ядер может происходить также в актах деления, и поэтому мы их рассматривать не будем.

Приведенные выше экспериментальные результаты показывают, что выход фрагментов зависит от того, какими нуклонами они перегружены. Для нейтронно-избыточных фрагментов характерна следующая зависимость: при прочих равных условиях наиболее вероятно испускание одиночных нейтронов, затем ядер ^3H и ^6He и более тяжелых фрагментов. Относительная вероятность испускания ^3H примерно в 20—30 раз выше, чем ^6He . Выход ^6He примерно в пять раз больше выхода ^9Li , а последний образуется, в свою очередь, с вероятностью, большей примерно в пять

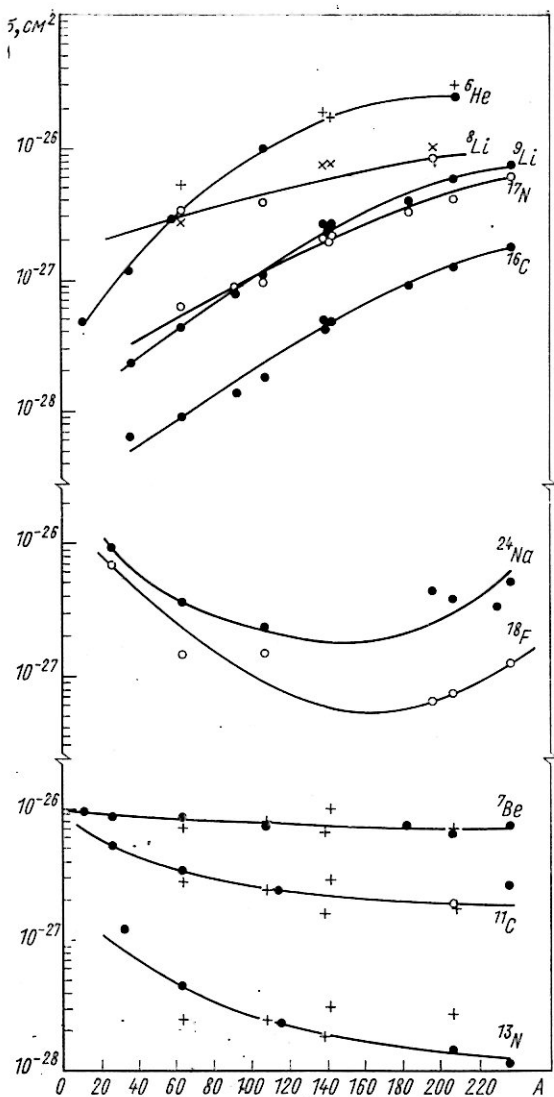


Рис. 63. Выходы различных продуктов расщепления в зависимости от массового числа ядра-мишени при энергии падающих протонов 2,8 Гэв.

раз, чем ^{16}C . Выходы рассматриваемых продуктов растут почти линейно с увеличением порядкового номера мишени, а также с возрастанием падающей энергии.

Протонно-избыточным фрагментам свойственна иная зависимость. При небольших энергиях падающих частиц вероятности образования таких продуктов падают почти линейно с увеличением Z мишени. С ростом энергии указанное различие выходов фрагментов из легких и тяжелых элементов уменьшается и почти исчезает, когда энергии возбуждения оказываются сопоставимыми с полной энергией связи всех нуклонов в мишени. Во всех случаях наиболее вероятно выбрасывание одиночных протонов. Относительные вероятности образования протонно-избыточных фрагментов при прочих равных условиях имеют небольшие индивидуальные отклонения, но в общем они уменьшаются по мере увеличения размеров фрагмента, особенно при небольших падающих энергиях.

Зависимости выходов некоторых нейтронно-избыточных и нейтронно-дефицитных изотопов из разных элементов при энергии протонов $2,8 \text{ ГэВ}$ показаны на рис. 63 [114]. В верхней части рисунка приведены возрастающие сечения нейтронно-избыточных фрагментов ^6He , ^8Li , ^9Li , ^{17}N , ^{16}C . Внизу — спадающие кривые сечений образования протонно-избыточных фрагментов ^7Be , ^{11}C , ^{13}N . В средней части рисунка изображены зависимости для ^{18}F и ^{24}Na . Относительно последних фрагментов авторы работы [114] указывают на наличие двух зависимостей: спадающей в области легких мишеней и возрастающей в области тяжелых. Некоторые особенности образования фрагментов удается объяснить с помощью теории испарения. При соответствующем выборе параметров можно получить сечения образования трития из Al , Fe , Pb [96, 117] или тяжелых фрагментов из элементов с высокими Z под действием протонов с энергиями $1\text{--}2 \text{ ГэВ}$ [118]. Расчеты дают величины, расходящиеся с экспериментальными в $5\text{--}8$ раз.

Значительно лучше согласуются с опытом расчеты по каскадной модели фрагментации, предполагающей, что излучение фрагментов происходит в процессе каскада в результате нарушения ядерных связей (см. § 14).

§ 28. Вторичные реакции

При облучении частицами высоких энергий из ядер излучаются фрагменты с кинетическими энергиями в несколько десятков мегаэлектронвольт. Эти фрагменты могут взаимо-

действовать с ядрами мишени и образовывать продукты с зарядом, на несколько единиц большим, чем у исходного. Реакции образования таких продуктов называются вторичными. Сечения вторичных реакций малы и радиохимический метод пока остается единственным методом изучения этого процесса. Вторичные реакции изучались на Cu [56, 57, 66, 119—122], Ge [123], Sn [39, 124], Au [125], Pb [126—130] и Bi [126, 128—136]. На тяжелых элементах (Bi, Pb) исследования проводили в интервале энергий протонов 0,1—10 Гэв, а на Cu — до 24 Гэв. Условимся обозначать вторичные реакции под действием протонов в виде: $X [p (f, xn)] X'$, где p — протон высокой энергии, вызывающий реакцию; x — число нейтронов, испускаемых при захвате фрагмента f , а X и X' — облучаемый элемент мишени и конечный продукт.

Суммарные величины сечений вторичных реакций $[p (\alpha, xn)]$, $[p (Li, xn)]$ и $[p (Be, xn)]$ на различных мишенях для протонов с энергиями 100 Мэв и выше приведены на рис. 64. Из рисунка видно, что при одной и той же энергии протонов с наибольшей вероятностью происходит захват α -частиц, затем ядер Li и Be. С увеличением энергии протонов выходы этих реакций растут. Для реакций $[p (\alpha, xn)]$ выход достигает максимальной величины в области от 2 до 6 Гэв. Данные различных авторов, приведенные на рисунке, согласуются друг с другом как по абсолютным величинам, так и по форме зависимости от энергии протонов. Придавать большое значение разбросам суммарных выходов рассматриваемых реакций на разных мишенях не следует, так как их легко объяснить неодинаковым количеством каналов реакции, доступных для наблюдения, а также неодинаковыми размерами (главным образом, толщиной) облучаемых мишеней. Зависимости сечений образования ^{211}At из Pb для разных типов бомбардирующих частиц [127] показаны на рис. 65. Выход реакции при облучении α -частицами мало зависит от их энергии и составляет около 0,3 мкбарн. При бомбардировке дейтонами и протонами до энергий 400 Мэв сечение образования ^{211}At изменяется с ростом энергии одинаково; оно примерно в 10 раз меньше, чем при облучении α -частицами. Выше 700 Мэв на протонах наблюдается сильный рост выхода ^{211}At , который при энергии 660 Мэв составляет около половины от выхода на α -частицах.

Зависимость выхода реакции $Pb [p (Li, xn)] ^{211}\text{At}$ от толщины свинцовых фольг [127] приведена на рис. 66. Как

видно из рисунка, выход продукта почти не меняется для интервала толщины 0,3—1,6 мм. При толщинах, меньших

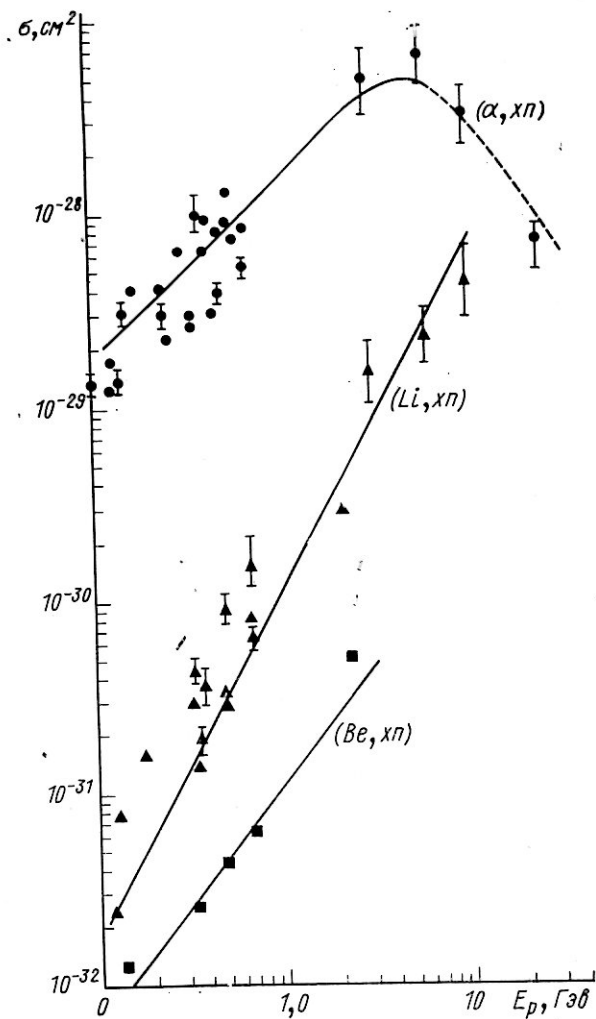


Рис. 64. Сечения вторичных реакций в зависимости от энергии падающих протонов E_p .

0,3 мм, выход монотонно падает, а при толщине мишени 0,03 мм составляет половину от выхода на плато. На этом же рисунке сплошная кривая — результат расчета зависи-

мости выхода ^{211}At от толщины мишени. Кривая вычислялась для общепринятых значений кинетических энергий фрагментов и сечений их захвата. Ход кривой удовлетворительно совпадает с опытными данными. Аналогичные зависимости выходов от толщины мишени наблюдали в работе [122] для $[\text{Cu}(\alpha, xn)]\text{Ga}$ -реакций. Для

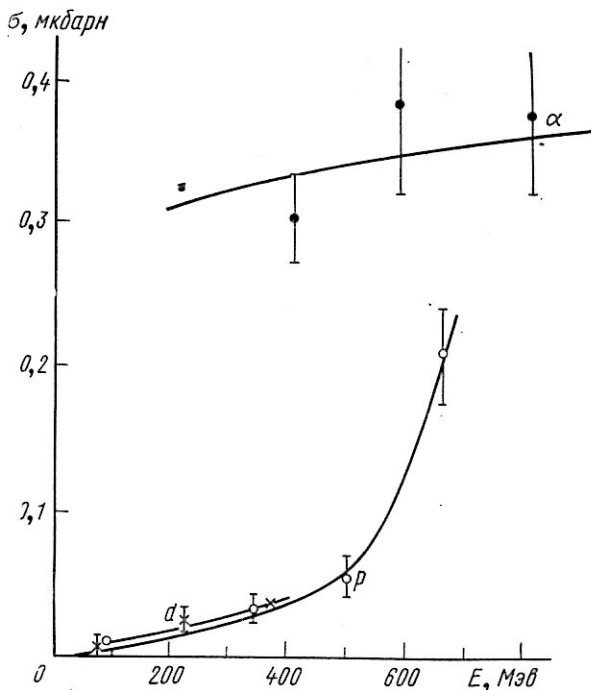


Рис. 65. Зависимости сечения образования ^{211}At при облучении Pb протонами p , дейтонами d и α -частицами от энергии E падающих частиц.

разных изотопов зависимости от толщины оказываются примерно одинаковыми, и на них не влияет величина энергии падающих протонов. Предельные толщины, ниже которых начинают уменьшаться выходы изотопов Ga, такие же, как и в случае $[p(\text{Li}, xn)]$ -реакций на Pb.

Отношения выходов различных изотопов в рассматриваемых реакциях почти не меняются с энергией падающих частиц или меняются незначительно. Как в случае Cu [57,

66, 112—120, 122], так и на Bi [128, 129, 132, 134, 136] относительные выходы продуктов захвата α -частиц, сопровождаемые испусканием разного числа нейтронов, заключены между 0,3 и 1,0. Такая же зависимость справедлива для относительных выходов продуктов захвата ядер Li или Be.

В работе [127] отмечается, что отношения выходов $^{207}\text{At}/^{211}\text{At}$ из свинцовых образцов под действием протонов, дейтронов и α -частиц с энергиями 400—800 Мэв близки по величине и лежат в пределах от 0,52 до 0,71. Отметим, что

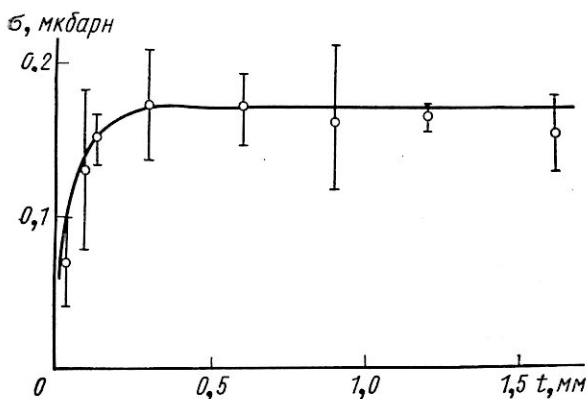


Рис. 66. Зависимость выхода изотопа ^{211}At из Pb от толщины мишени.

слабая зависимость характеристик реакции от типа падающей частицы наблюдается и в процессах образования звезд, в реакциях образования трития, в поведении реакций глубокого расщепления и т. д. Для более тяжелых фрагментов удалось установить только верхние границы вероятностей процессов захвата, поскольку выделяемые активности могут быть обусловлены эффектами расщепления примесей. Так, верхняя граница суммарного сечения образования изотопов ^{72}Se и ^{73}Se из Cu (реакция $[p(B, xn)]$) при $E_p = 660$ Мэв [119] оценивается равной 10^{-32} см², а выход реакций $[p(C, xn)]$ из Ag и Au при $E_p = 480$ Мэв составляет [126] не более $(1 \div 5) \times 10^{-33}$ см². При специальном выборе мишени и способов регистрации можно наблюдать образование нейтронно-избыточных продуктов вторичных реакций. Изучение таких реакций представляет особый интерес, так как оно позволяет получать сведения об испус-

кании фрагментов, перегруженных нейтронами. В работе [119] изучалось образование тяжелого изотопа ^{67}Cu . Сечения образования этого изотопа для энергий $E_p = 140, 340, 480$ и 660 Мэв получены равными 0,3; 0,6; 0,6 и $1,1 \cdot 10^{-30}$ см² соответственно. Наиболее вероятной реакцией, отвечающей за появление данного продукта, является вторичная реакция $^{65}\text{Cu} [p (\text{H}^3, p)] ^{67}\text{Cu}$. В работе [123] изучалось образование тяжелого изотопа ^{78}As . Сечение образования этого продукта при переходе от энергии протонов, равной 120 Мэв, к энергии 660 Мэв от $(13 \pm 4,5) \times 10^{-29}$ см² до $(3,5 \pm 0,7) \times 10^{-29}$ см². Наиболее вероятной реакцией образования указанного изотопа является вторичная реакция $^{76}\text{Ge} [p (^3\text{H}, n)] ^{78}\text{As}$, а при высоких энергиях протонов возможен вклад вторичной реакции $^{76}\text{Ge} [p (\alpha, pn)] ^{78}\text{As}$.

Анализ функций возбуждения захвата α -частиц показывает, что изотоп ^{211}At образуется при поглощении α -частиц с кинетическими энергиями больше 20 Мэв. Изотоп ^{207}At образуется в реакции $(\alpha, 6n)$ при поглощении α -частиц с энергией $E_\alpha \gtrsim 60$ Мэв, а ^{203}At — при захвате α -частиц с энергией $E_\alpha \gtrsim 100$ Мэв. На рис. 67 представлена зависимость вероятности осуществления частных каналов вторичных реакций от величины заряда фрагмента. Использовались данные по выходам вторичных реакций при облучении Си протонами с энергией 480 Мэв [119]. Выход частного канала реакции, соответствующего захвату фрагмента с $Z=6$, получен в работе [126]. На рисунке 1 — средние значения вероятностей осуществления каждого из каналов с учетом неодинаковых ионизационных потерь фрагментов, т. е. увеличенные в отношении $(Z_{i+1}/Z_i)^2$, где Z_i — заряд фрагмента. За единицу приняты значения выходов ^{78}As ; 2 — относительные вероятности излучения из ядра фрагментов с различными зарядами. Здесь же (3 и 4) приведены зарядовые распределения фрагментов, полученные с помощью фотоэмульсий. Видно удовлетворительное совпадение распределений по зарядам, полученных во вторичных реакциях (1, 2) и с помощью фотоэмульсий (3, 4) [137]. Вторичные реакции дают более полные сведения о распределениях в области малых зарядов, между тем как в эмульсиях лучше видны распределения фрагментов с относительно большими.

В работе [128] выполнены качественные расчеты энергетических спектров и сечений образования фрагментов на основании данных об относительных выходах $^{209}\text{At}/^{211}\text{At}$ и $^{207}\text{At}/^{211}\text{At}$, образующихся в реакциях $[p (\alpha, xn)]$ на Bi.

Спектр захватываемых α -частиц, полученный при расчетах, удовлетворительно описывается функциями вида $P(E) dE \sim \sim E^{-3} dE$ и $P(E) dE = (E - V) T^{-2} \exp [(V - E) T^{-1}] dE$ с параметрами $V = 12$ Мэв и $T = 6$ Мэв. Сечение образова-

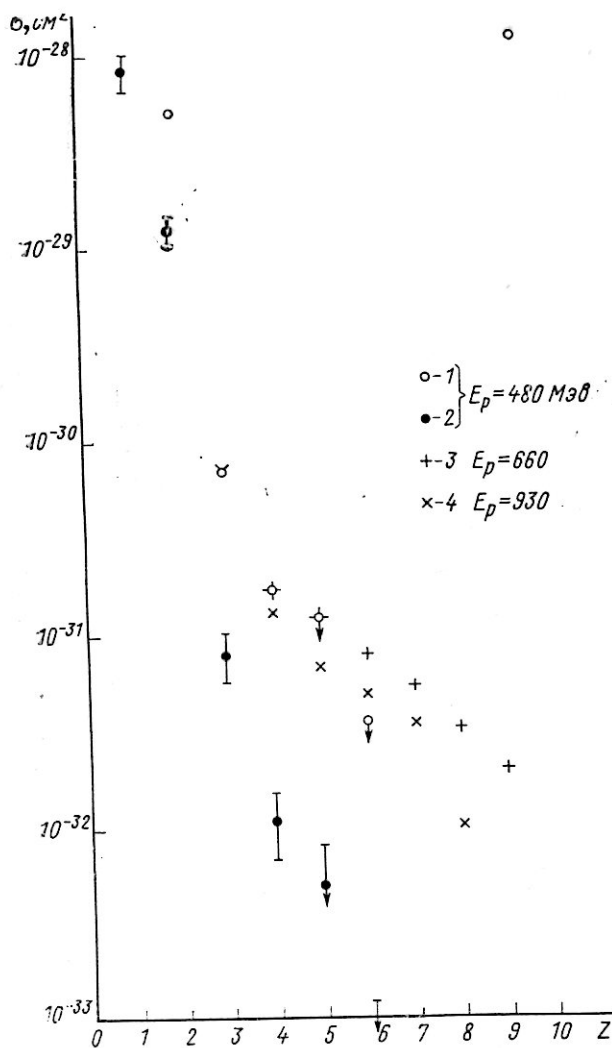


Рис. 67. Распределение фрагментов по заряду Z .

ния α -частиц с $E_\alpha \gtrsim 20$ Мэв во вторичных реакциях для $E_p = 480$ Мэв равно примерно $2 \cdot 10^{-25}$ см², что хорошо совпадает с данными работы [138], полученными при той же энергии протонов для ядер W и Bi.

§ 29. Ядра отдачи

Особый интерес среди радиохимических исследований представляют опыты с ядрами отдачи.

Рассмотрим вначале ядра отдачи, образующиеся при расщеплении легких элементов. Большая часть полученных результатов относится к ядрам отдачи ²⁴Na, образующимся при облучении алюминиевой мишени. Дифференциальные угловые распределения ядер отдачи ²⁴Na в реакции ²⁷Al ($p, 3pn$) изучали в работах [139—141]. Геометрия эксперимента близка к геометрии, показанной на рис. 15 и 16.

В работе [139] использовали толстые мишени, угловое разрешение составляло около 30°, энергия протонов была равна 660 Мэв. В работе [140] измерения проводили при энергиях протонов 0,38 и 2,2 Гэв, толщина мишеней составляла около 25 мкг·см⁻², а угловое разрешение в различных опытах было равно 30 и 15° соответственно. В работе [141], выполненной при энергии протонов 660 Мэв, использовали мишень толщиной 0,27 и 2,43 мг·см⁻², а угловое разрешение составляло примерно 12°. Угловые распределения ядер отдачи ²⁴Na, полученные в этих работах, показаны на рис. 68.

Как видно из рисунка, результаты разных работ при энергиях 380 и 660 Мэв хорошо согласуются друг с другом. Угловые распределения сильно анизотропны с преимущественным испусканием ядер отдачи ²⁴Na в направлении пучка протонов. При дальнейшем повышении энергии падающих протонов анизотропия несколько уменьшается.

В работе [140] при энергии 2,2 Гэв определяли распределение ядер отдачи ²⁴Na по пробегам, при этом фольги, собирающие активности ядер отдачи, помещали вплотную к фольге-мишени, т. е. угловое разрешение составляло около 2π. В качестве собирающих фольг использовали пластмассовые пленки толщиной около 80 мкг·см⁻². Мишени с собирающими пленками располагали перпендикулярно и параллельно пучку протонов. Таким образом, измеряли пробеги ядер отдачи, вылетающих в интервалах углов 0—90,

90—180 и 0—180° относительно пучка протонов. Результаты измерений для интервалов 0—90 и 90—180° показаны на рис. 69. Из рисунка видно, что распределение ядер отдачи по пробегам имеет экспоненциальный характер. Причем для интервала 0—90° число ядер отдачи с увеличением пробега убывает сначала медленно (толщина полупоглощения

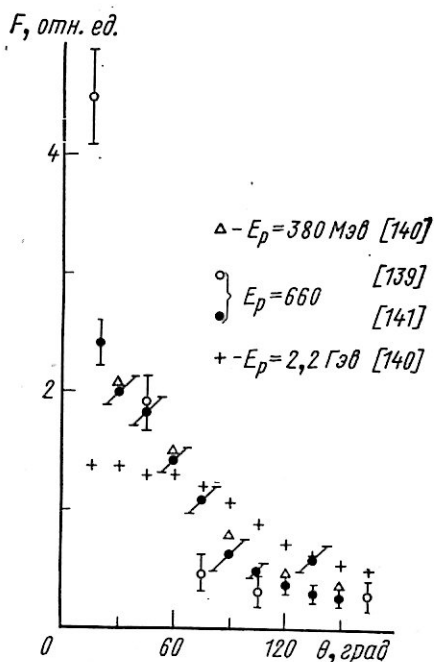


Рис. 68. Угловые распределения ядер отдачи в реакции $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$.

ядер отдачи $t_{1/2} \approx 300 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$), а затем быстрее ($t_{1/2} \approx 100 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$). Для ядер отдачи, вылетающих в интервале 90—180°, такой излом не обнаруживается.

На рис. 69 штриховая кривая — теоретические спектры ($E_p = 1,84 \text{ ГэВ}$) ядер отдачи, полученные по модели внутриядерного каскада с учетом отдачи при испарении. Видно, что хорошего согласия расчета с экспериментальными данными нет.

В работах [142—146] измеряли интегральные выходы ядер отдачи ^{24}Na из толстых алюминиевых мишеней (толщина мишеней значительно больше пробегов ядер отдачи).

Геометрия эксперимента показана на рис. 70. Пакеты с мишенями и собирающими пленками располагали перпендикулярно и параллельно пучку. Выходы ядер отдачи из мишеней, перпендикулярных пучку, — назовем выходами

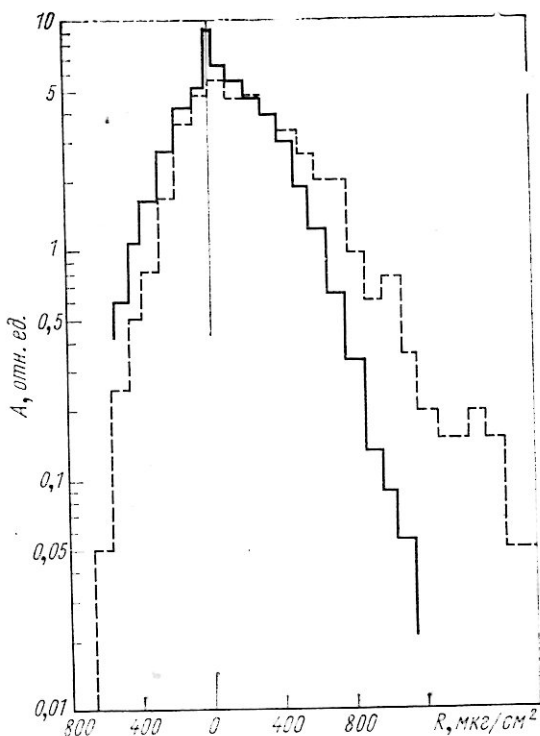


Рис. 69. Распределение по пробегам ядер отдачи реакции $^{27}\text{Al}(\rho, 3pn)^{24}\text{Na}$.

Угловое разрешение равно примерно 2π . По оси ординат отложена удельная активность собирающих пленок, по оси абсцисс в положительном и отрицательном направлениях — пробеги ядер отдачи, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы соответственно относительно пучка падающих протонов.

«вперед» и «назад» для ядер отдачи, вылетающих соответственно в переднюю и заднюю полусферы по направлению к пучку. Выход из мишеней, параллельных пучку, назовем выходом «перпендикулярно».

Для характеристики выходов ядер отдачи из толстых мишеней удобно пользоваться понятием эффективного про-

бега ядер отдачи. Под эффективным пробегом ядер отдачи понимается такая толщина мишени, активность которой равна активности вылетевших ядер отдачи (при условии, что толщина мишени значительно больше пробега ядер отдачи, так что уменьшением активности мишени, связанной с вылетом ядер отдачи, можно пренебречь).

Опыты по измерению интегральных выходов ядер отдачи ^{24}Na из толстых алюминиевых мишеней проводили на протонах в интервалах энергий от порога до примерно 100 Мэв [142], от 60 до 340 Мэв [143], при энергии 660 Мэв [144, 145] и в интервалах от 0,5 до 2,2 Гэв [146] и от 0,8 до 28 Гэв

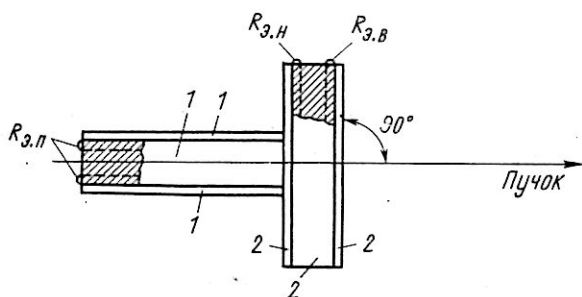


Рис. 70. Геометрия эксперимента при использовании толстых мишеней (1) и собирающих пленок (2), расположенных вплотную друг к другу.

$R_{э.в}$, $R_{э.п}$ и $R_{э.л}$ — эффективные пробеги ядер отдачи в направлении вперед, назад и перпендикулярно к пучку.

[140]. Для дейтонов и α -частиц интервалы энергий заключены соответственно [143] между 40 и 194 Мэв и 60 и 380 Мэв. Собирающими активные ядра ^{24}Na пластинами в этих опытах служили толстые полистироловые и графитовые пластинки [143], пленки из триацетата [144] и других органических материалов [142, 143]. Интегральные выходы ядер отдачи ^{24}Na , образующихся при облучении S и P протонами с энергией 660 Мэв, измеряли в работе [144].

Зависимость эффективных пробегов ядер отдачи ^{24}Na , вылетающих вперед, назад и перпендикулярно к пучку, от энергии падающих протонов показана на рис. 71. Из рис. 71 видно, что эффективный пробег в направлении движения протонов вначале резко растет, достигает максимума, равного примерно $500 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ (при 80 Мэв), и затем уменьшается, приближаясь асимптотически к $200 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ при максимальных значениях

энергии протонов. Эффективный пробег ядер отдачи ^{24}Na , вылетающих назад, линейно растет от 20 до 90 $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ в интервале энергий от 0,2 до 3,0 Гэв и остается на том же уровне до 30 Гэв . Эффективный пробег в направлении, перпендикулярном к пучку, измерен в интервале 0,66—3 Гэв . Он практически постоянен и равен примерно 120 $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$. Измерения различных авторов в большинстве случаев удовлетворительно согласуются друг с другом.

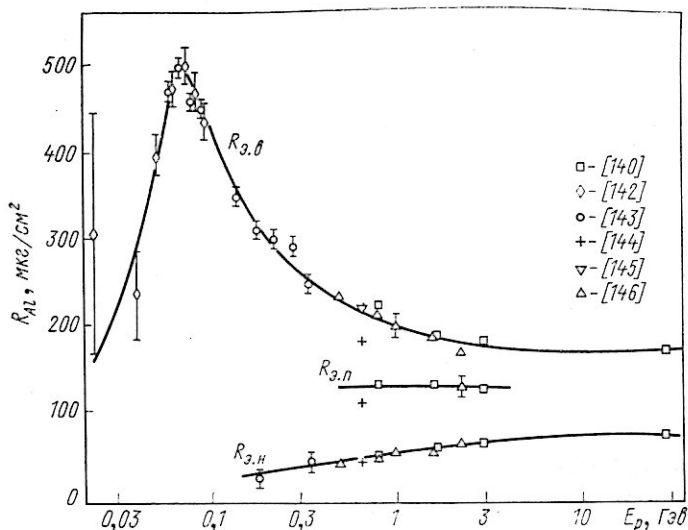


Рис. 71. Зависимости эффективных пробегов $R_{эл.в}$, $R_{э.п}$, $R_{э.н}$ ядер отдачи реакции $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ от энергии протонов.

При бомбардировке более тяжелыми частицами — дейтонами и α -частицами — вследствие большого импульса переносного движения увеличивается число ядер ^{24}Na , вылетающих вперед. Например, величина отношения числа ядер, вылетевших вперед и назад, для протонов [143] заключена между 5,2 и 10,7, тогда как для дейтонов она лежит между 13,5 и 26, а для α -частиц — между 13,3 и 62,5. Переход к дейтонам и α -частицам отражается также на эффективном пробеге. При энергии 180—190 Мэв он в направлении вперед для протонов, дейтонов и α -частиц составляет около 300, 430 и 780 $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$, а величина отношения вперед — назад равна 11,3, 18,6 и 23 соответственно. Макси-

мумы кривых выхода ядер отдачи в зависимости от энергии очерчены более резко в случае тяжелых бомбардирующих частиц.

В работе [140] по каскадной модели с учетом импульса, передаваемого при испарении, рассчитаны выводы ядер отдачи ^{24}Na из толстых алюминиевых мишеней при энергиях протонов, равных 0,36 и 1,84 Гэв. При энергии 0,36 Гэв получены следующие значения эффективного пробега для ядер отдачи, вылетающих вперед, назад и перпендикулярно к пучку: 216, 140 и 29 $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$, а при энергии 1,84 Гэв — 290, 255 и 41 $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ соответственно. Этим же энергиям на опыте соответствуют следующие эффективные пробеги: 250, 131 и 41 $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ (0,36 Гэв); 186, 134 и 60 $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ (1,84 Гэв). Таким образом, при энергии 0,38 Гэв согласие расчета с опытом можно считать удовлетворительным, а при энергии 1,84 Гэв согласия нет.

Расчеты выходов ядер отдачи ^{24}Na , образующихся при облучении толстых мишеней Al, Si и P протонами с энергией 660 Мэв, выполнены в работе [144]. Рассматривали каскадную модель, в которой учитывали преломление и отражение нуклонов, вылетающих из ядра, а также импульс, передаваемый при испарении нуклонов из ядра. Авторы отмечают расхождение расчетов с экспериментом. Энергию ядер отдачи в этих работах определяли с помощью соотношений пробег — энергия для ионов легких элементов [147—150].

Ядра отдачи в реакциях глубокого расщепления средних и тяжелых ядер изучали в работах [151—154]. В большинстве опытов определяли общие активности ядер отдачи, вылетающих вперед и назад, или эффективные пробеги отдельных продуктов отдачи в материале мишени. Последними служили сравнительно толстые металлические фольги. Интересующие продукты выделялись химически.

В работе [153] проведены дифференциальные измерения угловых и энергетических распределений. Для облучения использовали специально изготовленный контейнер из графита высокой степени чистоты. Контейнер имел толстые стенки (около 1 см), чтобы предотвратить попадание пучка на легкоплавкие пленки. Все опыты в этой работе проводили с тонкими мишенями и собирающими пленками (Ag толщиной 0,5 мкм , полистироловые пленки толщиной 1—10 мкм). Объектами изучения в перечисленных работах служили ^{57}Ni и ^{49}Cr из Cu; ^{106}Ag , $^{103} + ^{104}\text{Ag}$, ^{90}Nb , ^{89}Zr , $^{81} + ^{82}\text{Rb}$ и ^{73}Se из Ag и радиоактивные изотопы Bi, Pb и Tl из Bi.

Во всех опытах наблюдается преимущественное испускание ядер отдачи вперед. По мере увеличения ΔZ или ΔA продукта систематически уменьшается отношение вперед—назад. Например, у ^{73}Se это отношение равно 5, 6, между тем как у ^{90}Nb и ^{89}Zr оно составляет 8,2 и 8,7 соответственно. Еще более резко это отношение уменьшается у изотопов ^{199}Tl , ^{200}Tl и ^{202}Tl из ^{209}Bi , где оно лежит между 1,1 и 1,6, в то время как у радиоактивных изотопов Pb и Bi с примерно теми же атомными весами это отношение достигает 10 и более. Значения отношений вперед — назад для изотопов, получаемых в сходных реакциях, близки друг к другу: у $^{103+104}\text{Ag}$ ($\Delta A \sim 5,0$) оно равно 8,5, а у $^{201+203}\text{Bi}$ ($\Delta A = 6,0$ и $8,0$) от 7 до 8. Наблюдается небольшое уменьшение количества ядер ^{57}Ni , вылетающих вперед, достигающее 30% при переходе от 100 к 440 Мэв [151]. Обращает на себя внимание значительное уменьшение значения отношения вперед — назад для изотопа ^{106}Ag по сравнению с $^{103+104}\text{Ag}$ (8,5 до 5,6) [153].

Угловые распределения отдельных продуктов отдачи при расщеплении серебра анизотропны с преимущественным испусканием в направлении пучка. По мере увеличения ΔA или ΔZ эффективные пробеги возрастают, а анизотропия угловых распределений уменьшается. Энергетическое распределение продуктов расщепления Ag измеряли в интервале углов вылета $90 \pm 40^\circ$ (рис. 72). При измерении под углом 90° мало сказывается импульс, получаемый ядром отдачи от падающей частицы, и характер распределения определяется в основном суммарным импульсом от вылетающих частиц. Из рис. 72 видно, что для всех изотопов логарифм числа вылетающих ядер линейно уменьшается с увеличением кинетической энергии. Значения средних энергий, при которых число ядер в распределении уменьшается в два раза ($E_{1/2}$), приведены на рисунке. Наблюдается систематическое возрастание величины $E_{1/2}$ по мере увеличения ΔZ (или ΔA). Экспоненциальный или близкий к нему характер энергетического распределения в рассматриваемых реакциях для любых ΔA подтверждает предположение о независимости испускания частиц в расщеплениях. Приведенное энергетическое распределение позволяет независимо установить типы и количества частиц, испускаемых в реакции. Это достигается при сопоставлении наблюдаемых и расчетных значений $E_{1/2}$, вычисленных при тех или иных предположениях относительно типа испускаемых частиц. Лучшее согласие с опытом получается [153], если

предположить, что испаряются нейтроны, протоны и α -частицы. Их число и средние энергии берутся примерно такими же, какие наблюдаются в фотоэмульсии, т. е. средние энергии α -частиц и протонов равны 14 и 8 Мэв, отношение

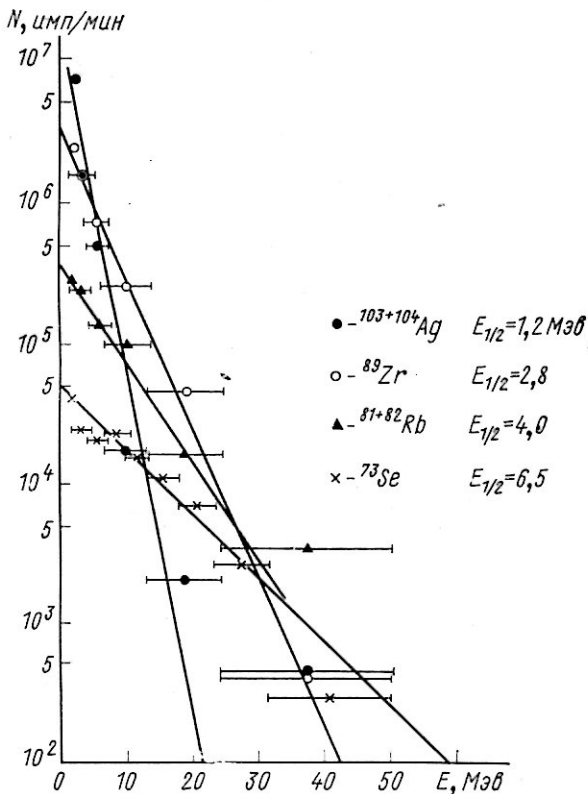


Рис. 72. Энергетические распределения продуктов расщепления Ag в интервале углов $90 \pm 40^\circ$ относительно пучка при энергии падающих протонов 660 Мэв [153].

По оси ординат отложена величина активности продуктов расщепления, по оси абсцисс — их энергия.

$(\alpha/p) = 0,3 \div 0,5$, а средняя энергия нейтронов составляет около 2,5 Мэв. В этом случае расчетные значения $E_{1/2}$ (без учета процесса каскадного выбивания нуклонов) на 30—40% меньше, чем экспериментальные.

Энергетические и угловые распределения ядер отдачи в фотоэмульсиях исследовали в работах [155, 156]. Опыты

выполнялись с эмульсиями типа П-9 и НИКФИ (К) при энергиях протонов 130, 460 и 680 Мэв. Эти эксперименты показывают, что примерно половина всех звезд содержит короткий, жирный трек длиной до 10 мкм, обязанный ядру отдачи. Направление движения трека отдачи большей частью совпадает с направлением пучка,* но во многих случаях он движется перпендикулярно и даже назад. Наблюдаемые распределения по величине пробега в переднюю и заднюю полусферы [155] показаны гистограммой на рис. 73.

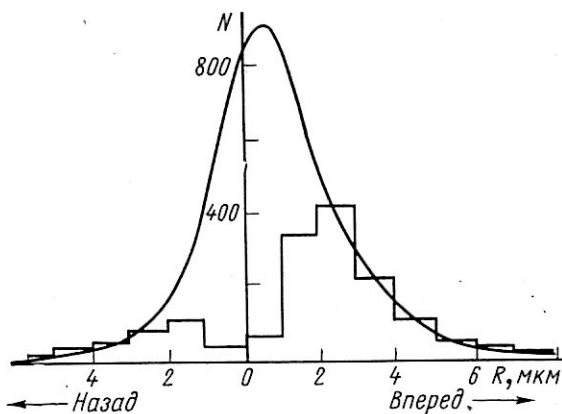


Рис. 73. Распределение по пробегам ядер отдачи, образующихся при облучении фотэмульсии протонами с энергией 460 Мэв [155].

По оси абсцисс отложены пробеги ядер отдачи, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы относительно пучка.

При построении сплошной кривой на этом рисунке учтены случаи, ускользающие от наблюдения из-за малой величины трека ядра отдачи. Кривая расположена несимметрично относительно оси ординат. Видно, что основная часть ядер отдачи имеет небольшие пробеги (по направлению вперед менее 2—3 мкм и назад менее 1,5—2 мкм). У сравнительно небольшой части треков замечены пробеги, большие 5 мкм, особенно при движении вперед.

Опыты с фотопластинками, к сожалению, не позволяют определить точно заряд исходного ядра и продукта реакции, а малые пробеги затрудняют надежное определение его скорости или энергии. Для определения скорости продукта отдачи в опытах использовали соотношения между энергией и пробегом, известные для осколков деления U.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврухина А. К. и др. «Радиохимический анализ». М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. Радиохимический анализ продуктов деления. Сб. статей. Под ред. Ю. М. Толмачева. М. — Л., Изд-во АН СССР, 1960.
3. Кузнецова М. Я., Мехедов В. Н. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **21**, 1020 (1957).
4. Малышева Т. В., Алимарин И. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 1103 (1958).
5. Барановский В. И., Городинский Г. М. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **24**, 313 (1960).
6. Rudstam G. «Spallation of Medium Weight Elements», Uppsala, 1956.
7. Benioff P. A. Phys. Rev., **119**, 316 (1960).
8. Symond J. L. et al. Proc. Phys. Soc., **A70**, 824 (1957).
9. Markowitz S. S. et al. Phys. Rev., **112**, 1295 (1958).
10. Yule H. P., Turkevich A. Phys. Rev., **118**, 1591 (1960).
11. Wagner G. D., Wiig E. O. Phys. Rev., **96**, 1100 (1954).
12. Merz E. R., Caretto A. A. Phys., Rev., **126**, 1173 (1962).
13. Мурин А. Н., Ютландов И. А. «Изв. АН СССР. Сер. хим.», **4**, 408 (1957).
14. Lindner M., Osborn R. N. Phys. Rev., **103**, 378 (1956).
15. Беляев Б. Н. и др. «Докл. АН СССР». **140**, 337 (1961).
16. Karol P. J., Miller J. M. Phys. Lett., **19**, 389 (1965).
17. Strohal P. P., Caretto A. A. Phys. Rev., **121**, 1815 (1961).
18. Ware W. R., Wiig E. O. Phys. Rev., **122**, 1837 (1961).
19. Caretto A. A., Friedlander G. Phys. Rev., **110**, 1169 (1958).
20. Foreman B. M. Phys. Rev., **132**, 1768 (1964).
21. Remsberg L. P., Miller J. M. Phys. Rev., **130**, 2069 (1963).
22. Meloni S., Summing J. B. Phys. Rev., **136**, B1359 (1964).
23. Покровский В. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **43**, 1619 (1962).
24. Levenberg I. et al. Nucl. Phys., **51**, 673 (1964).
25. Levenberg I. et al. Nucl. Phys., **81**, 81 (1966).
26. Кузнецова М. Я. Препринт ОИЯИ № 2264, Дубна, 1965.
27. Кузнецова М. Я. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34**, 1096 (1958).
28. Porile N. T. Phys. Rev., **125**, 1379 (1962).
29. Caretto A. A., Wiig E. O. Phys. Rev., **103**, 236 (1956); **115**, 1238 (1959).
30. Ladenbauer J. M., Winsberg L. Phys. Rev., **119**, 1368 (1960).
31. Lefort M. et al. Nucl. Phys., **25**, 216 (1961).
32. Porile N. T., Tanaka S. Phys. Rev., **130**, 1541 (1963); **132**, 397 (1963).
33. Porile N. T. Phys. Rev., **128**, 1916 (1962).
34. Morrison D. L., Caretto A. A. Phys. Rev., **127**, 1731 (1962); **133**, B1165 (1964).

35. Read J. B. J., Miller J. M. Phys. Rev., 140 B623 (1965).
36. Albouy G. et al. Phys. Lett., 2, 306 (1962).
37. Valentine L. Phys. Lett., 7, 163 (1963).
38. Parikh V. Nucl. Phys., 18, 646 (1960).
39. Marquez L., Perlman I. Phys. Rev., 81, 953 (1951).
40. Marquez L. Phys. Rev., 86, 405 (1952).
41. Лаврухина А. К. и др. «Геохимия», 12, 1219 (1964).
42. Cumming J. B. et al. Phys. Rev., 128, 2392 (1962).
43. Friedlander G. et al. Phys. Rev., 99, 263 (1955).
44. Benioff P. A. Report UCRL-8780 (1959).
45. Dostrovsky I. et al. Rep. BNL-5376 (1960).
46. Cumming J. B. Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 261 (1963).
47. Warshaw S. D. et al. Phys. Rev., 95, 649 (1954).
48. Marquez L. Phys. Rev., 88, 225 (1952).
49. Grandall W. E. et al. Phys. Rev., 101, 329 (1956).
50. Tornton R. L., Senseman R. W. Phys. Rev., 72, 872 (1947).
51. Batzel R. E. et al. Phys. Rev., 91, 939 (1953).
52. Lindner M., Osborn R. N. Phys. Rev., 91, 342 (1953); 91, 1501 (1953).
53. Grover J. R., Garetto A. A. Ann. Rev. Nucl. Sci., 17, 51 (1964).
54. Friedlander G. et al., Phys. Rev., 94, 727 (1954).
55. Лаврухина А. К. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 44, 1429 (1963).
56. Bazz D. W. UCRL-3793 (1957).
57. Rudstam G. et al. Phys. Rev., 126, 1852 (1962).
58. Hudis J. et al. Phys. Rev., 129, 434 (1963).
59. Belmont E., Miller J. M. Phys. Rev., 95, 1554 (1954).
60. Виноградов А. П. и др. «Геохимия», 11, 955 (1961).
61. Reasbeck P., Warren J. E. J. Inorg. Nucl. Chem., 7, 343 (1958).
62. Heiningner C. G., Wiig E. O. Phys. Rev., 101, 1074 (1956).
63. Rudstam G. Phil. Mag., 44, 1131 (1953).
64. Rudstam G. et al. Phys. Rev., 87, 358 (1952).
65. Colleman G. H., Tewes H. A. Phys. Rev., 99, 288, (1955).
66. Batzel R. E. et al. Phys. Rev., 84, 671 (1951).
67. Виноградов А. П. и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседания отд. хим. наук. М., Изд-во АН СССР, 1955.
68. Rudstam G., Bugnion E. J. Inorg. Nucl. Chem., 23, 161 (1961).
69. Kofstad K. UCRL-2265 (1953).
70. Курчатов Б. В. и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседания отд. хим. наук. М., Изд-во АН СССР, 1955.
71. Fink R. W., Wiig E. O. Phys. Rev., 96, 185 (1957).
72. Merwick W. E., Seaborg G. T. Phys. Rev., 97, 1092 (1957).
73. Барановский В. И. и др. Препринт № 712. Дубна, 1961.
74. Grover J. R. Phys. Rev., 126, 1540 (1962).
75. Hunter E. T., Miller J. M. Phys. Rev., 115, 1053 (1959).

76. Мурин А. Н. и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседания отд. хим. наук. М., Изд-во АН СССР, 1955.
77. Калямин А. В. и др. «Атомная энергия», 4, 196 (1958).
78. Мехедов В. Н. Препринт № Б1-2428. Дубна, 1963.
79. Лаврухина А. К., Родин С. С. «Радиохимия», 2, 288 (1955).
80. Miller D. R. et al. Phys. Rev., 74, 343 (1948).
81. Lindner M., Perlman I. Phys. Rev., 78, 499 (1950).
82. Pate P. D., Poskanzer A. M. Phys. Rev., 123, 647 (1961).
83. Rudstam G. Z. für Naturforsch., 21, 1027 (1966).
84. Барановский В. И., Мурин А. Н. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 25, 822 (1961).
85. Kaufman S. Phys. Rev., 126, 1189 (1962); 129, 1866 (1963).
86. Haller I. B., Rudstam G. J. Inorg. Nucl. Chem., 19, 1 (1961).
87. Haller I. B., Anderson G. J. Inorg. Nucl. Chem., 20, 12 (1961).
88. Мехедов В. Н. и др. «Ядерная физика», 3, 313 (1966).
89. Metropolis N. et al. Phys. Rev., 110, 185 (1958).
90. Metropolis N. et al. Phys. Rev., 110, 205 (1958).
91. Chen K. et al. Phys. Rev., 166, 949 (1968).
92. Мехедов В. Н. Диссертация, Дубна, 1954.
93. Porile N. T., Church L. B. Phys. Rev., 133, B310 (1964).
94. Goebel K. Preprint 58-2, CERN.
95. Lefort M. et al. Phys. Rad., 20, 959 (1959).
96. Кузнецов В. В., Мехедов В. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 587 (1958).
97. Fireman E. L., Zahring I. Phys. Res., 107, 1695 (1957).
98. Currie L. A. et al. Phys. Rev., 101, 1557 (1956).
99. Fireman E. L., Rowland F. S. Phys. Rev., 97, 780 (1955).
100. Fireman E. L. Phys. Rev., 97, 1303 (1955).
101. Currie L. B., Phys. Rev., 114, 878 (1959).
102. Honda M., Lab D. Phys. Rev., 118, 1618 (1960).
103. Мехедов В. Н. «Ядерная физика», 5, 34 (1967).
104. Кузнецов В. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 40, 1263 (1961).
105. Goebel K. et al. Preprint 64-12, CERN, 1964.
106. Martin G. R. et al. Phil. Mag., 45, 410 (1954).
107. Rowland F. S., Wolfgang R. L. Phys. Rev., 110, 175 (1958).
108. Salter D. C., Bird L. Phil. Mag., 44, 1305 (1953).
109. Dickson J. M., Randle T. C. Proc. Phys. Soc., **Ab4**, 902 (1951).
110. Baker E. et al. Phys. Rev., 112, 1319 (1958).
111. Cumming J. B. et al. Phys. Rev., 127, 950 (1962).
112. Лаврухина А. К. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 27, 137 (1963).
113. Лаврухина А. К. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 3 (1962).
114. Dostrovsky I. Phys. Rev., 139, B1513 (1965).
115. Saretto A. A. et al. Phys. Rev., 110, 1130 (1958).
116. Dostrovsky I. et al. Phys. Rev., 123, 1452 (1961).
117. Измайлов С. В., Пьянов И. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 118 (1961).
118. De Felice J. et al. J. Geophys. Res., 68, 5289 (1963).

119. Мехедов В. Н. и др. «Ядерная физика», 1, 826 (1965).
120. Turkevich A., Sugarman S. Phys. Rev., 94, 728 (1954).
121. Лаврухина А. К. и др. «Атомная энергия», 6, 145 (1959).
122. Waggen J., Turkevich A. Phys. Rev., 138, B627 (1965).
123. Мехедов В. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 44, 1800 (1963).
124. Кузнецова М. Я. и др. «Атомная энергия», 4, 455 (1955).
125. Metzger A. E., Miller J. M. Phys. Rev., 113, 1125 (1959).
126. Мехедов В. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 56 (1958).
127. Мехедов В. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 527 (1960).
128. Мехедов В. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 1129 (1962).
129. Мехедов В. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 45, 852 (1963).
130. Mekhedov V. N. Nucl. Phys., 53, 225 (1964).
131. Ван Юн-юй и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 230 (1960).
132. Léfouf M. et al. Nucl. Phys., 19, 173 (1960).
133. Léfouf M. et al. Compt. Rend., 250, 106 (1960).
134. Gauvin H. et al. Nucl. Phys., 39, 447 (1962).
135. Léfouf M., Taggago X. Nucl. Phys., 46, 161 (1963).
136. Мальцева Н. С., Мехедов В. Н. «Радиохимия», 7, 341 (1965).
137. Перфилов Н. А. и др. «Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий». М., Изд-во АН СССР, 1962.
138. Перфилов Н. А., Остроумов В. И. «Докл. АН СССР», 103, 227 (1955).
139. Москалева Л. П., Лаврухина А. К. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 27, 1270 (1963).
140. Poskanzer A. M. et al. Phys. Rev., 129, 374 (1963).
141. Денисов Ф. П. и др. Препринт № 155. М., ФИАН, 1968.
142. Hintz N. M. Phys. Rev., 86, 1042 (1952).
143. Fung S. C., Perlman I. Phys. Rev., 87, 622 (1952).
144. Волкова Л. В., Денисов Ф. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 538 (1958).
145. Grespo V. P. UCRL 9683 (1961).
146. Friedlander G., Wolfgang R. Phys. Rev., 94, 775 (1954).
147. Grespo V. P. UCRL 9683 (1961).
148. Теплова Я. А. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 23, 894 (1959).
149. Теплова Я. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 42, 43 (1962).
150. Poskanzer A. M. BNL 6312, 1962.
151. Si-Chang F., Perlman I. Phys. Rev., 95, 177 (1964).
152. Sugarman N. et al. Phys. Rev., 101, 388 (1956).
153. Мехедов В. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 366 (1959).
154. Pierson W. R., Sugarman N. Phys. Rev., 133, B384 (1964).
155. Остроумов В. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 3 (1957).
156. Афанасьев Б. П. и др. «Ядерная физика», 4, 1002 (1966).

Связь матричных элементов операторов рассеяния на ядерной и свободной частицах в импульсном приближении с плоскими волнами

В импульсном приближении оператор рассеяния частицы на ядре представляется в виде суммы операторов рассеяния на свободных частицах:

$$\hat{T} = \sum_{\alpha=1}^{n_a} \hat{t}(\alpha). \quad (1.47)$$

Суммирование происходит по всем одинаковым частицам ядра, выбивание которых приводит к интересующему нас переходу из состояния Φ_a в состояние Φ_b .

Для простоты рассмотрим выбивание одной частицы. Запишем начальное и конечное состояния системы в виде:

$$\Phi_a = e^{ik_{a1} r_{a1}} \varphi_{a1}^0 \Psi_{a3}, \quad (1.60)$$

$$\Phi_b = e^{ik_{b1} r_{b1}} \varphi_{b1}^0 e^{ik_{b2} r_{b2}} \varphi_{b2}^0 \Psi_{b3}. \quad (1.61)$$

Здесь $e^{ik_{ef} r_{ef}} \varphi_{ef}^0$ — волновые функции падающих ($e=a, f=1$) и вылетающих ($e=b, f=1, 2$) частиц (φ_{ef}^0 — внутренние волновые функции частиц), а Ψ_{e3} ($e=a, b$) — волновые функции ядра в начальном и конечном состояниях. На основании соотношений (1.47), (1.60) и (1.61) запишем:

$$\begin{aligned} T_{ba} = t_{ba} = (\Phi_b, \hat{t} \Phi_a) = & \int e^{-ik_{b1} r_{b1}} e^{-ik_{b2} r_{b2}} \times \\ & \times \varphi_{b1}^{0*}(\xi_{b1}) \varphi_{b2}^{0*}(\xi_{b2}) \times \Psi_{b3}^*(\xi_{b3}) \hat{t} e^{ik_{a1} r_{a1}} \varphi_{a1}^0(\xi_{a1}) \times \\ & \times \Psi_{a3}(\xi_{a3}) d\xi_{a3} d\xi_{b3} d\xi_{b1} d\xi_{b2} d\xi_{a1} d^3 r_{a1} d^3 r_{b1} d^3 r_{b2}. \quad (П1.1) \end{aligned}$$

Здесь ξ_{ef} — координаты внутренних степеней свободы ($e=a, b; f=1, 2$), а ξ_{e3} ($e=a, b$) — координаты, характеризующие состояние ядра.

Примем, что внутренние координаты и внутренние волновые функции частиц $a1$ и $a2$ в процессе столкновения не изменяются:

$$\xi_{af} = \xi_{bf} = \xi_f; \quad \varphi_{af}^0 = \varphi_{bf}^0 = \varphi_f \quad (f=1, 2). \quad (П1.2)$$

Введем также дополнительный индекс ν , показывающий, что внутренняя волновая функция относится именно к данному состоянию из полного набора состояний

$$\varphi_n = \varphi_{n\nu}. \quad (\text{П1.3})$$

Заменяем интегрирование по \mathbf{r}_{af} и \mathbf{r}_{bf} ($f = 1, 2$), относящееся к одной и той же частице f до и после столкновения, интегрированием по \mathbf{r}_f . Координаты ядра в начальном состоянии разделим на координаты выбиваемой частицы и остальные координаты

$$\xi_{a3} = \{\xi_{a'}; \xi_2, \mathbf{r}_2\}, \quad (\text{П1.4})$$

причем считаем

$$\xi_{a'} = \xi_{b_3}. \quad (\text{П1.5})$$

В итоге выражение (П1.1) перепишем в виде

$$t_{ba} = \int \prod_{f=1}^2 e^{ik_{bf} r_f} \varphi_{f\nu}^{0*}(\xi_f) d\xi_f d^3 r_f \Psi_{b_3}^*(\xi_{b_3}) \times \\ \times \hat{t} e^{ik_{a1} r_1} \times \varphi_{1\nu}^0(\xi_1) \Psi_{a_3}(\xi_{b_3}; \xi_2, \mathbf{r}_2) d\xi_{b_3}. \quad (\text{П1.6})$$

Введем в (П1.6) δ -функции:

$$\delta(\xi_2 - \xi'_2) = \int \varphi_{2\nu'}^{0*}(\xi'_2) \varphi_{2\nu}^0(\xi_2) d\nu' \quad (\text{П1.7})$$

и

$$\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{iq(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2)} d^3 q. \quad (\text{П1.8})$$

Получим

$$t_{ba} \int \prod_{f=2}^2 e^{-ik_{bf} r_f} \varphi_{f\nu}^{0*}(\xi_f) d\xi_f d^3 r_f \Psi_{b_3}^* d\xi_{b_3} \int \delta(\xi_2 - \xi_2) \hat{t} \times \\ \times \int \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2) e^{ik_{a1} r_1} \varphi_{1\nu}^0(\xi_1) \Psi_{a_3}(\xi_{b_3}; \xi'_2, \mathbf{r}'_2) d\xi'_2 d^3 r'_2 = \\ = \int \prod_{f=1}^2 e^{-ik_{bf} r_f} \varphi_{f\nu}^{0*}(\xi_f) d\xi_f d^3 r_f \Psi_{b_3}^*(\xi_{b_3}) \times \\ \times \int \varphi_{2\nu'}^{0*}(\xi'_2) \varphi_{2\nu}^0(\xi_2) d\nu' \hat{t} \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{iq(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2)} \varphi_{1\nu}^0(\xi_1) \Psi_{a_3} \times \\ \times (\xi_{b_3}; \xi'_2, \mathbf{r}'_2) d\xi'_2 d^3 q d^3 r'_2 d\nu'. \quad (\text{П1.9})$$

Предполагая, что оператор \hat{t} не действует на переменные ξ_f, ξ_{b_3} , и используя ортонормированность функций $\varphi_{f\nu}^0(\xi_f)$:

$$\int \varphi_{f\nu}^{0*}(\xi_f) \varphi_{f\nu'}^0(\xi_f) d\xi_f = \delta(\nu - \nu'), \quad (\text{П1.10})$$

после интегрирования по переменным ξ_1 , ξ_2 и v' получаем:

$$\begin{aligned}
 t_{ba} &= \int \prod_{f=1}^2 e^{-ik_{bf} r_f} d^3 r_f d\xi_{b3} \hat{t} e^{ik_{a1} r_1} \int d\xi_2' \varphi_{2v}^{0*}(\xi_2') \times \\
 &\times \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{iq(r_2 - r_1')} \Psi_{b3}^*(\xi_{b3}) \Psi_{a3}(\xi_{b3}; \xi_2', r_2') d^3 r_2' = \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 q \int e^{-ik_{b1} r_1} e^{-ik_{b2} r_2} \hat{t} e^{ik_{a1} r_1} e^{iq r_2} d^3 r_1 d^3 r_2 \times \\
 &\times \int e^{-iq r_2'} \varphi_{2v}^{0*}(\xi_2') \Psi_{b3}^*(\xi_{b3}) \Psi_{a3}(\xi_{b3}; \xi_2', r_2') d\xi_2' d^3 r_2' d\xi_{b3} = \\
 &= \int d^3 q t_{ba}^{01}, M_{ba}(q). \tag{П1.11}
 \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 t_{ba}^{01} &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ik_{b1} r_1} e^{-ik_{b2} r_2} \hat{t} e^{ik_{a1} r_1} \times \\
 &\times e^{iq r_2} d^3 r_1 d^3 r_2, \tag{П1.12}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_{ba}(q) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-iq r_2'} \varphi_{2v}^{0*}(\xi_2') \Psi_{b3}^*(\xi_{b3}) \times \\
 &\times \Psi_{a3}(\xi_{b3}; \xi_2', r_2') d\xi_{b3} d^3 r_2' d\xi_2'. \tag{П1.13}
 \end{aligned}$$

Если взаимодействие является «точечным», т. е. имеет вид $\delta(r_1 - r_2)$, то можно записать матричный элемент t_{ba}^{01} в виде:

$$t_{ba}^{01} = t_{ba}^0 \cdot \delta(k_{a1} + q - k_{b1} - k_{b2}), \tag{П1.14}$$

где t_{ba}^0 — матричный элемент, зависящий только от относительных импульсов

$$t_{ba}^0 = \langle (k_{b1} - k_{b2}) | \hat{t} | (k_{a1} - q) \rangle. \tag{П1.15}$$

Подставляя (П1.14) в (П1.11) и используя свойства δ -функции и закон сохранения импульса (1.58), получаем

$$t_{ba} = t_{ba}^0 \cdot M_{ba}(k_{a2}), \tag{П1.16}$$

где

$$t_{ba}^0 = \langle (k_{b1} - k_{b2}) | \hat{t} | (k_{a1} - k_{a2}) \rangle \text{ — матричный элемент оператора} \\
 \text{рассеяния свободных частиц,} \tag{П1.17}$$

$$\begin{aligned}
 t_{ba}^0 &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ik_{b1} r_1} e^{-ik_{b2} r_2} \times \\
 &\times \hat{t} e^{ik_{a1} r_1} e^{ik_{a2} r_2} d^3 r_1 d^3 r_2 \tag{П1.18}
 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
 M_{ba}(k_{a2}) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ik_{a2} r_2} \varphi_{2v}^{0*}(\xi_2) \times \\
 &\times \Psi_{b3}^*(\xi_{b3}) \Psi_{a3}(\xi_{b3}; \xi_2, r_2) d\xi_{b3} d\xi_2 d^3 r_2 \text{ — ядерный} \\
 &\text{матричный элемент.} \tag{П1.19}
 \end{aligned}$$

Ядерный матричный элемент в одночастичной оболочечной модели и импульсное приближение с плоскими волнами

В одночастичной оболочечной модели начальное ядро, из которого выбивается частица, можно представить состоящим из двух подсистем — конечного ядра и выбиваемой частицы. В соответствии с соотношением (1.21) динамические переменные частиц запишем в виде $L = Q_{ef}$, где $Q = J, l, s; J, l, s; M, m, \sigma$ — полный, орбитальный и спиновый моменты количества движения, их квантовые числа; и квантовые числа их проекций; $e = a, b$ соответствуют начальному и конечному состояниям; $f = 2, 3$ — выбиваемой частице и ядру. Полную волновую функцию, а также волновые функции орбитального движения и внутреннюю волновую функцию частицы f в состоянии e запишем в виде

$$\Psi_{J_{ef} M_{ef}}, \quad \Phi_{l_{ef}}, \quad \varphi_{ef}^0.$$

Поскольку частица 2 в дальнейшем будет фигурировать только в состоянии $e = a$, индекс a при записи ее характеристик опустим.

Законы сохранения моментов количества движения и их проекций в рассматриваемом случае имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} J_{a3} &= J_{b3} + J_2, & M_{a3} &= M_{b3} + m_2; \\ J_2 &= l_2 + s_2, & M_2 &= m_2 + \sigma_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П2.1})$$

Волновую функцию начального ядра, как это следует из правил векторного сложения, можно представить в виде суперпозиции волновых функций конечного ядра и выбиваемой частицы следующим образом:

$$\begin{aligned} \Psi_{a3} &= \Psi_{J_{a3} M_{a3}} = \{ \Psi_{J_{b3} M'_{b3}}, \Psi_{J_2 M'_2} \} J_{a3} M_{a3} = \\ &= \sum_{M'_{b3} M'_2} c(J_{b3} J_2 M'_{b3} M'_2; J_{a3} M_{a3}) \Psi_{J_{b3} M'_{b3}} \Psi_{J_2 M'_2}. \end{aligned} \quad (\text{П2.2})$$

Здесь $c(J_{b3} J_2 M'_{b3} M'_2; J_{a3} M_{a3})$ — коэффициенты векторного сложения (Клебша — Гордана). Суммирование в (П2.2) происходит только по одному из индексов, так как коэффициенты векторного сложения равны нулю при $M_{a3} \neq M_{b3} + m_2$.

Аналогично полную волновую функцию выбиваемой частицы можно записать в виде суперпозиции волновых функций ее орбитального движения и внутренних волновых функций:

$$\begin{aligned} \Psi_{J_2 M'_2} &= \{ \Phi_{l_2 m_2}, \varphi_{s_2 \sigma'_2} \} = \\ &= \sum_{m_2 \sigma'_2} c(l_2 s_2 m_2 \sigma'_2; J_2 M'_2) \Phi_{l_2 m_2} \varphi_{s_2 \sigma'_2}. \end{aligned} \quad (\text{П2.3})$$

Используя (П2.2) и (П2.3), ядерный матричный элемент (П1.19) запишем в виде:

$$\begin{aligned}
 M_{ba}(k_{a2}) &= M_{ba}(k_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ik_2 r_2} \varphi_2^{0*}(\xi_2) \times \\
 &\times \Psi_{b3}(\xi_{b3}) \Psi_{a3}(\xi_{a3}; \xi_2, r_2) d\xi_{b3} d\xi_2 d^3 r_2 = \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ik_2 r_2} \varphi_2^{0*} \Psi_{b3}(\xi_{b3}) \{ \Psi_{J_{b3} M'_{b3}} \times \\
 &\times \{ \Phi_{l_2 m'_2} \varphi_{s'_2 \sigma'_2}^0 \} \} d\xi_{b3} d\xi_2 d^3 r_2. \quad (\text{П2.4})
 \end{aligned}$$

Рассмотрим переход, при котором из ядра выбивается частица с определенными значениями s_2 и σ_2 , а конечное ядро остается в состоянии с определенными значениями J_{b3} и M_{b3} . В этом случае

$$\varphi_2^{0*}(\xi_2) = \varphi_{s_2 \sigma_2}^{0*}(\xi_2). \quad (\text{П2.5})$$

и ортонормированность волновых функций $\Psi_{J_{b3} M_{b3}}$ и $\varphi_{s_2 \sigma_2}^0$ приводит к очень простому результату

$$\begin{aligned}
 M_{ba}(k_2) &= c(J_{b3} J_2 M_{b3} M_2; J_{a3} M_{a3}) \cdot c(l_2 s_2 \times \\
 &\times m_2 \sigma_2; J_2 M_2) \times \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ik_2 r_2} \Phi_{l_2 m_2}(r_2) d^3 r_2, \quad (\text{П2.6})
 \end{aligned}$$

т. е. ядерный матричный элемент выражается с помощью фурье-образа орбитальной волновой функции выбиваемой частицы. Переходя в пространство импульсов, можно записать

$$\begin{aligned}
 |M_{ba}(p_2)|^2 &= |c(J_{b3} J_2 M_{b3} M_2; J_{a3} M_{a3})|^2 \times \\
 &\times |c(l_2 s_2 m_2 \sigma_2; J_2 M_2)|^2 G_{l_2 m_2}(p_2), \quad (\text{П2.7})
 \end{aligned}$$

где $p_2 = \hbar k_2$ и

$$G_{l_2 m_2}(p_2) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \left| \int e^{-\frac{i}{\hbar} p_2 r_2} \Phi_{l_2 m_2}(r_2) d^3 r_2 \right| \quad (\text{П2.8})$$

— плотность импульсного распределения в ядре частиц с данными значениями

l_2 и m_2 .

Факторизация матричного элемента оператора рассеяния в импульсном приближении с искаженными волнами

В импульсном приближении с искаженными волнами волновые функции падающей и вылетающих частиц задаются в виде:

$$\varphi_{ef} = e^{ik_{ef} r_{ef}} D_{ef}(\Delta k_{ef}, \Delta r_{ef}), \quad (\text{ПЗ.1})$$

где D_{ef} — функция дисторсии; Δk_{ef} и Δr_{ef} — импульс и радиус-вектор частицы в системе остаточного ядра b_3 соответственно, $e = a, b$ и $f = 1, 2$. Функция дисторсии определяется с помощью оптического комплексного потенциала $V(\Delta k_{ef}, \Delta r_{ef})$ и имеет вид:

$$D_{a1}(\Delta k_{a1}, \Delta r_{a1}) \exp \left\{ - \frac{i E_{a1}}{\hbar^2 c^2 k_{a1}} \times \right. \\ \left. \times \int_0^\infty V(\Delta k_{bf}, \Delta r_{bf} + z_{a1} s) ds \right\}, \quad (\text{ПЗ.2})$$

$$D_{bf}^*(\Delta k_{bf}, \Delta r_{bf}) = \exp \left\{ - \frac{i E_{bf}}{\hbar^2 c^2 k_{bf}} \int_0^\infty V(\Delta k_{bf}, \Delta r_{bf} + z_{bf} s) ds \right\}, \quad (\text{ПЗ.3})$$

где $z_{bf} = \Delta k_{bf} / \Delta k_{bf}$, а интегрирование происходит вдоль прямолинейной классической траектории движения частиц.

По аналогии с формулой (П1.6) (см. приложение 1) матричный элемент оператора рассеяния запишем в виде:

$$t_{ba} = \int \prod_{f=1}^2 e^{ik_{bf} r_f} \varphi_{fv}^{0*}(\xi_f) d\xi_f d^3 r_f D_{bf}^* \times \\ \times \hat{T} \Psi_{b3}^*(\xi_{b3}) e^{ik_{a1} r_1} \varphi_{1v}^0(\xi_1) D_{a1} \times \\ \times \Psi_{a3}(\xi_{a3}; \xi_2, r_2) d\xi_{b3}. \quad (\text{ПЗ.4})$$

Предположим, что на расстоянии порядка радиуса нуклон-нуклонного взаимодействия функция дисторсии изменяется очень мало, так что изменением можно пренебречь. В этом предположении оператор \hat{T} на функцию дисторсии не действует и все операции по факторизации матричного элемента, выполненные в приложении 1 с плоскими волнами, остаются справедливыми и в приближении искаженных волн. В результате получаем следующее выражение для матричного элемента оператора рассеяния:

$$t_{ba} = t_{ba}^0 M_{ba}(k_2), \quad (\text{ПЗ.5})$$

где t_{ba}^0 — матричный элемент оператора рассеяния свободных частиц. Однако ядерный матричный элемент M_{ba} имеет другую структуру:

$$M_{ba}(k_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ik_2 r} \varphi_2^{0*}(\xi_2) \Psi_{b3}^*(\xi_{b3}) \times \\ \times \Psi_{a3}(\xi_{b3}; \xi_2, r) D_{a1} D_{b1}^* D_{b2}^* d\xi_{b3} d\xi_2 d^3 r. \quad (\text{П3.6})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Проницаемость диффузного потенциального барьера

Ядерный и кулоновский потенциалы. В расчетах по оптической модели используются разные формы радиальной зависимости ядерного потенциала [1]. При дальнейших расчетах используется трапецидальный потенциал

$$V(r) = -V_0 \cdot \begin{cases} 1 & \text{при } r \leq a; \\ \frac{b-r}{b-a} & \text{при } a < r < b; \\ 0 & \text{при } r \geq b, \end{cases} \quad (\text{П4.1})$$

где a и b — границы диффузной области; V_0 — величина потенциала внутри ядра.

В выражении (П4.1) необходимо определить параметры a и b для каждого ядра. Существующие данные по распределению заряда внутри ядра относятся к распределению Ферми:

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + e^{\frac{r-c}{d}} \right)^{-1}, \quad (\text{П4.2})$$

где c — радиус половинной плотности; d — характеризует толщину диффузного слоя.

Значения величин c и d приведены в работе [2], для ядер, которых нет в сводной таблице ядерных параметров работы [2], значения a и b можно получить интерполяцией. Для определения параметров c и d для каждого ядра строили соответствующее распределение Ферми и диффузный край ядра аппроксимировали прямой линией. Для ядра углерода вместо распределения Ферми использовали распределение, соответствующее оболочечной модели [3];

$$\rho(r) = \rho_0 (1 + 0,516r^2) e^{-0,387r^2} \quad (r, \text{ ферми}). \quad (\text{П4.3})$$

В расчетах по оптической модели предполагается, что ядерный потенциал совпадает по форме с распределением плотности ядерного вещества, которое, в свою очередь, считается совпадающим с распределением заряда внутри ядра. Однако радиус половинной плотности берется несколько большим. Согласно работе [2] параметры трапецидального потенциала были увеличены на 0,8 ферми. Окончатель-

ные значения параметров a и b , использованные в расчетах, приведены в табл. П4.1.

Таблица П4.1
Параметры a и b трапецидального потенциала, использованные в расчетах, ферми

Ядро	^{12}C	^{16}O	^{27}Al	^{56}Fe	^{208}Pb
a	2,0	2,3	2,3	3,3	4,45
b	4,3	4,55	5,3	6,4	7,2

Следующий параметр, используемый в расчетах, — глубина потенциальной ямы V_0 . Анализы опытов по рассеянию частиц по оптической модели показывают, что величина V_0 не является постоянной, а зависит от скорости налетающих частиц, уменьшаясь с увеличением кинетической энергии падающей частицы. В настоящих расчетах эта зависимость была задана в виде таблицы, согласно данным работы [4] (табл. П4.2).

Таблица П4.2
Зависимость глубины потенциальной ямы V_0 от энергии нуклона

$E, \text{Мэв}$	5	10	15	20	30	40	60	80	100	130
V_0	50	50	45	40	35	32	25	20	20	20

На заряженную частицу при взаимодействии с ядром действует помимо ядерного и кулоновское поле. Потенциал электростатических сил, действующих на протон от трапецидального распределения заряда, полученный из решения уравнения Пуассона, равен:

$$\varphi(r) = \begin{cases} 2\alpha [b^3 - a^3 - (b-a)r^2] & (r < a); \\ 2\alpha [-a^4(2r)^{-1} - br^2 + r^3 + 2b^3] & (a < r < b); \\ \alpha [b^4 - a^4] r^{-1} & (r > b), \end{cases} \quad (\text{П4.4})$$

где $\alpha = 1,447z/(b^4 - a^4)$, z — заряд ядра.

Использование кулоновского потенциала такой формы приводит к большим трудностям при расчетах. Будем считать, что кулоновский потенциал внутри ядра в области постоянного ядерного потенциала не зависит от радиуса и равен среднему арифметическому

от значений потенциала при $r = 0$ и $r = a$. В области от $r = a$ до $r = b$ изменяется аналогично ядерному, по линейному закону:

$$V_k = \begin{cases} [\varphi(0) + \varphi(a)]/2 & (r < a); \\ \left[\frac{\varphi(0) + \varphi(a)}{2} - \varphi(b) \right] \frac{(b-r)}{(b-a)} + \varphi(b) & (a < r < b); \\ \varphi(r) & (r > b) \end{cases} \quad (\text{П4.5})$$

Как показали детальные расчеты по оптической модели, характер рассеяния слабо зависит от формы распределения заряда внутри ядра [1]. Поэтому сделанное при выборе кулоновского потенциала упрощение мало повлияет на результаты расчетов. Отметим, что в предыдущих расчетах проницаемостей кулоновский потенциал внутри ядра принимался равным нулю.

Схема расчета. Решение задачи по определению проницаемости диффузной ямы аналогично решению задачи для прямоугольной ямы, данному в работе [5]. В этом случае считается, что источник частиц находится в центре ядра, а частицы, испытавшие отражение, возвращаются обратно в центр и выбывают из дальнейшего рассмотрения.

Радиальная часть волновой функции, описывающей движение частицы с моментом l в поле ядра, удовлетворяет уравнению

$$(d^2 u_l / dr^2) - q(r) u_l = 0, \quad -q(r) \equiv k^2 (l+1)/r^2 - 2mV(r)/\hbar^2, \quad (\text{П4.6})$$

где $k = \sqrt{2mE}/\hbar$, m — масса частицы; E — ее энергия; $V(r)$ — потенциал сил, действующих на частицу.

Волновую функцию частицы при $r < a$ запишем в виде суммы расходящейся и отраженной волн:

$$u_l(r) = Au_l^+(r) + Bu_l^-(r), \quad (\text{П4.7})$$

где u_l^+ и u_l^- выражаются через линейные комбинации иррегулярного и регулярного решений уравнения (П4.6) G_l и F_l :

$$u_l^+ \equiv G_l + iE_l; \quad u_l^- \equiv G_l - iF_l. \quad (\text{П4.8})$$

Так как потенциал $V(r)$ при $r < a$ постоянен, то функции G_l и F_l выражаются через функции Бесселя полуцелого порядка [5]

$$\left. \begin{aligned} F_l(r) &= \sqrt{\frac{\pi k_1 r}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(k_1 r); \\ G_l(r) &= \sqrt{\frac{\pi k_1 r}{2}} N_{l+\frac{1}{2}}(k_1 r), \end{aligned} \right\} \quad (\text{П4.9})$$

где $k_1 = \hbar^{-1} \sqrt{2m(E + V_0 - V_k)}$.

Квадраты модулей A и B равны интенсивностям падающей и отраженной волн, а проницаемость

$$T_l = 1 - |B/A|^2. \quad (\text{П4.10})$$

Для определения коэффициентов A и B используем условия непрерывности волновой функции и ее первой производной в точках $r = a$ и $r = b$.

Волновая функция при $r \geq b$ описывает расходящиеся волны

$$u_l(r) = C u_l^\dagger(r), \quad (\text{П4.11})$$

где u_l^\dagger для нейтронов также определяется выражением (П4.8). В случае нейтронов функции F_l и G_l записываются в виде (П4.9), в случае протонов F_l и G_l — волновые кулоновские функции, а выражение (П4.8) необходимо домножить на фазовый множитель $e^{-i\sigma_l}$:

$$u_l^\dagger(r) = e^{-i\sigma_l} (G_l + i F_l), \quad (\text{П4.8a})$$

где кулоновский фазовый сдвиг

$$\sigma_l = \arg \Gamma(l + 1 + i\eta), \quad (\text{П4.12})$$

а

$$\eta = (ze^2/\hbar v) = (ze^2 m/\hbar^2 k). \quad (\text{П4.13})$$

Так как интенсивность источника не влияет на проницаемость, то ее можно выбрать так, чтобы коэффициент C в выражении (П4.11) равнялся единице. Граничные условия для волновой функции и ее первой производной в точке $r = b$ запишем в виде:

$$\left. \begin{aligned} u_l^\dagger(b) &= C_0; \\ (du_l^\dagger/dr)|_{r=b} &= C_1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П4.14})$$

Коэффициент $q(r)$ уравнения (П4.6) в области $a < r < b$ представляет собой регулярную функцию. Следовательно, в этой области существует единственное решение $u(r)$, удовлетворяющее условиям (П4.14).

Запишем решение $u(r)$ уравнения (П4.6) в виде ряда Тейлора

$$u(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u^{(n)}(b)}{n!} (r-b)^n. \quad (\text{П4.15})$$

Значения первых двух производных определяются условиями (П4.14). Дифференцируя уравнение (П4.6), получаем значения производных более высокого порядка

$$u^{(n+2)} = \sum_{m=0}^n C_n^m q^{(m)} u^{(n-m)}. \quad (\text{П4.16})$$

Функцию q запишем следующим образом:

$$q(r) = \frac{2m}{\hbar^2} \left\{ E - \varphi(b) + \left[V_0 - \frac{\varphi(0) + \varphi(a)}{2} + \varphi(b) \right] \frac{b-r}{b-a} \right\} - \frac{l(l+1)}{r^2}. \quad (\text{П4.17})$$

Введем следующие обозначения:

$$\gamma = \frac{2m}{\hbar^2} \left\{ E - \varphi(b) + \left[V_0 - \frac{\varphi(0) + \varphi(a)}{2} + \varphi(b) \right] \frac{b}{b-a} \right\},$$

$$\delta = \frac{2m \left[V_0 - \frac{\varphi(0) + \varphi(a)}{2} + \varphi(b) \right]}{\hbar^2 (b-a)}. \quad (\text{П4.18})$$

Тогда m -я производная функция $q(r)$ равна

$$q^{(m)} = \gamma^{(m)} - \delta r^{(m)} - (-1)^m \frac{l(l+1)(m+1)!}{r^{m+2}}. \quad (\text{П4.19})$$

Подставляя в выражение (П4.15) значения n -й производной в точке b и учитывая, что $C_n^m = (n!/m!(n-m)!)$, получаем решение волнового уравнения в диффузной области

$$u(r) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n (r-b)^n, \quad (\text{П4.15a})$$

где коэффициенты C_0 и C_1 даны формулой (П4.14), а остальные вычисляются по рекуррентной формуле

$$C_{n+2} = \frac{\delta b - \gamma}{(n+2)!} C_n + \frac{\delta}{(n+2)!} C_{n-1} + \frac{l(l+1)}{(n+1)(n+2)} \sum_{m=0}^n (-1)^m \frac{m+1}{(n-m)!} \frac{u^{(n-m)}}{b^{(m+2)}}. \quad (\text{П4.20})$$

Ряд (П4.15a) сходится довольно медленно, в отдельных случаях приходится для получения желаемой точности решения (с погрешностью около 0,1%) учитывать 20—30 членов.

Используя свойство непрерывности волновой функции и ее первой производной, сошьем найденное решение (П4.15a) в точке $r = a$ с решением волнового уравнения в области $r < a$ [см. выражение (П4.7)]

$$\left. \begin{aligned} Au^+(a) + Bu^-(a) &= u(a); \\ \frac{d}{dr} [Au^+(r) + Bu^-(r)]_{r=a} &= \frac{du}{dr} \Big|_{r=a}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П4.21})$$

Квадраты модулей A и B равны интенсивностям падающей и отраженной волн, а проницаемость

$$T_l = 1 - |B/A|^2. \quad (\text{П4.10})$$

Для определения коэффициентов A и B используем условия непрерывности волновой функции и ее первой производной в точках $r = a$ и $r = b$.

Волновая функция при $r \gg b$ описывает расходящиеся волны

$$u_l(r) = C u_l^\dagger(r), \quad (\text{П4.11})$$

где u_l^\dagger для нейтронов также определяется выражением (П4.8). В случае нейтронов функции F_l и G_l записываются в виде (П4.9), в случае протонов F_l и G_l — волновые кулоновские функции, а выражение (П4.8) необходимо домножить на фазовый множитель $e^{-i\sigma_l}$:

$$u_l^\dagger(r) = e^{-i\sigma_l} (G_l + i F_l), \quad (\text{П4.8a})$$

где кулоновский фазовый сдвиг

$$\sigma_l = \arg \Gamma(l + 1 + i\eta), \quad (\text{П4.12})$$

а

$$\eta = (ze^2/hv) = (ze^2 m/\hbar^2 k). \quad (\text{П4.13})$$

Так как интенсивность источника не влияет на проницаемость, то ее можно выбрать так, чтобы коэффициент C в выражении (П4.11) равнялся единице. Граничные условия для волновой функции и ее первой производной в точке $r = b$ запишем в виде:

$$\left. \begin{aligned} u_l^\dagger(b) &= C_0; \\ (du_l^\dagger/dr)|_{r=b} &= C_1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П4.14})$$

Коэффициент $q(r)$ уравнения (П4.6) в области $a < r < b$ представляет собой регулярную функцию. Следовательно, в этой области существует единственное решение $u(r)$, удовлетворяющее условиям (П4.14).

Запишем решение $u(r)$ уравнения (П4.6) в виде ряда Тейлора

$$u(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u^{(n)}(b)}{n!} (r-b)^n. \quad (\text{П4.15})$$

Значения первых двух производных определяются условиями (П4.14). Дифференцируя уравнение (П4.6), получаем значения производных более высокого порядка

$$u^{(n+2)} = \sum_{m=0}^n C_n^m q^{(m)} u^{(n-m)}. \quad (\text{П4.16})$$

Функцию q запишем следующим образом:

$$q(r) = \frac{2m}{\hbar^2} \left\{ E - \varphi(b) + \left[V_0 - \frac{\varphi(0) + \varphi(a)}{2} + \varphi(b) \right] \frac{b-r}{b-a} \right\} - \frac{l(l+1)}{r^2}. \quad (\text{П4.17})$$

Введем следующие обозначения:

$$\gamma = \frac{2m}{\hbar^2} \left\{ E - \varphi(b) + \left[V_0 - \frac{\varphi(0) + \varphi(a)}{2} + \varphi(b) \right] \frac{b}{b-a} \right\},$$

$$\delta = \frac{2m \left[V_0 - \frac{\varphi(0) + \varphi(a)}{2} + \varphi(b) \right]}{\hbar^2 (b-a)}. \quad (\text{П4.18})$$

Тогда m -я производная функция $q(r)$ равна

$$q^{(m)} = \gamma^{(m)} - \delta r^{(m)} - (-1)^m \frac{l(l+1)(m+1)!}{r^{m+2}}. \quad (\text{П4.19})$$

Подставляя в выражение (П4.15) значения n -й производной в точке b и учитывая, что $C_n^m = (n!/m! (n-m)!)$, получаем решение волнового уравнения в диффузной области

$$u(r) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n (r-b)^n, \quad (\text{П4.15a})$$

где коэффициенты C_0 и C_1 даны формулой (П4.14), а остальные вычисляются по рекуррентной формуле

$$C_{n+2} = \frac{\delta b - \gamma}{(n+2)!} C_n + \frac{\delta}{(n+2)!} C_{n-1} + \frac{l(l+1)}{(n+1)(n+2)} \sum_{m=0}^n (-1)^m \frac{m+1}{(n-m)!} \frac{u^{(n-m)}}{b^{(m+2)}}. \quad (\text{П4.20})$$

Ряд (П4.15a) сходится довольно медленно, в отдельных случаях приходится для получения желаемой точности решения (с погрешностью около 0,1%) учитывать 20—30 членов.

Используя свойство непрерывности волновой функции и ее первой производной, сошьем найденное решение (П4.15a) в точке $r = a$ с решением волнового уравнения в области $r < a$ [см. выражение (П4.7)]

$$\left. \begin{aligned} Au^+(a) + Bu^-(a) &= u(a); \\ \frac{d}{dr} [Au^+(r) + Bu^-(r)]_{r=a} &= \frac{du}{dr} \Big|_{r=a}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П4.21})$$

Из системы уравнений (П4.21) определим коэффициенты A и B , с помощью которых из выражения (П4.10) вычислим искомые проникаемости T_l для заданных z, a, b, E и l .

Вычисление кулоновских функций. Решениями уравнения Шредингера для заряженных частиц вне ядра являются волновые кулоновские функции F_l и G_l . Так как эти функции нельзя выразить через элементарные функции, для их вычисления была составлена специальная программа. Использовалось интегральное представление кулоновских функций, приведенное в работе [6]:

$$F_l = A_l \rho^{l+1} f_l; \quad G_l = A_l \rho^{l+1} g_l, \quad (\text{П4.22})$$

где

$$f_l(\rho; \eta) = \int_0^{\infty} (1 - th^2 \xi)^{l+1} \cos(\rho th \xi - 2\eta \xi) d\xi;$$

$$g_l(\rho; \eta) = \int_0^{\infty} [(1 + \xi^2)^l \exp(-\rho \xi + 2\eta \operatorname{arch} \xi) - (1 - th^2 \xi)^{l+1} \sin(\rho th \xi - 2\eta \xi)] d\xi,$$

а коэффициенты

$$A_l = 2^{-l} (1 - e^{-2\pi\eta})^{1/2} [2\pi\eta (1^2 + \eta^2) \dots (l^2 + \eta^2)]^{-1/2};$$

$$A_0 = \left(\frac{1 - e^{-2\pi\eta}}{2\pi\eta} \right)^{1/2} \left(\eta = \frac{ze^2}{\hbar v}, \quad \rho = kr \right).$$

Функции F_l с разными моментами l связаны между собой соотношениями [7]:

$$\frac{\sqrt{\eta^2 + (l+1)^2}}{l+1} u_{l+1} + \frac{\sqrt{\eta^2 + l^2}}{l} u_{l-1} = (2l+1) \times \\ \times \left[\frac{\eta}{l(l+1)} + \frac{1}{\rho} \right] u_l \quad (u_l = F_l, G_l); \quad (\text{П4.23})$$

$$F_{l-1} G_l - G_{l-1} F_l = \frac{l}{\sqrt{\eta^2 + l^2}}. \quad (\text{П4.24})$$

Необходимо осторожно обращаться с рекуррентной формулой (П4.23) при вычислении кулоновских функций высших моментов l через более низкие. Если вычислять, например, F_{10} через известные F_0 и F_1 по этой формуле, то, задавая функции F_0 и F_1 с точностью до четырех или пяти знаков, при некоторых значениях η и ρ можно допустить погрешность в определении F_{10} на два-три порядка. Поэтому в настоящей работе функции F_l считали по интегральной формуле (П4.22) для всех l , функцию G_0 также считали по формуле (П4.22), а остальные G_l — по формуле (П4.24).

Производные кулоновских функций вычисляли по формуле [6]:

$$u'_l = \left(\frac{\eta}{l+1} + \frac{l+1}{\rho} \right) u_l - \frac{\sqrt{\eta^2 + (l+1)^2}}{(l+1)} u_{l+1}. \quad (\text{П4.25})$$

Проницаемость ^{12}C для нейтронов (вверху) и протонов (внизу)

l	Энергия нейтронов, Мэв										l	
	5	10	15	20	30	40	60	80	100	130		
0	915	970	988	995	999							0
1	852	956	985	993	999							1
2	561	884	965	989	999							2
3	0820	503	820	941	995	999						3
4	0020	0454	224	525	912	989	999					4
5	00002	0009	0083	0388	313	756	986	998	999			5
			0001	0007	0119	0954	736	973	995	999		6
				0001	0019	079	606	930	992			7
11	0002					00001	0013	0395	347	901		8
10	0035						00001	0006	0124	278		9
9	0572	0037	0004									10
8	447	0654	0080	0007					0002	0110		11
7	827	539	141	015	0007	0001				0009		
6	933	909	685	247	0205	0029	0002	00003				
5	986	977	930	855	378	088	0090	0019	0002			
4	993	985	977	969	958	795	268	084	013	0004		4
3	999	996	993	988	992	999	949	776	352	025		3
2			999	997	995	996	991	963	844	369		2
1				999	998	997	992	979	934	745		1
0						999	994	985	957	853		0
l	Энергия протонов, Мэв										l	
	130	100	80	60	40	30	20	15	10	5		

Проницаемость ^{16}O для нейтронов (вверху) и протонов (внизу)

<i>i</i>	Энергия нейтронов, Мэв										<i>i</i>	
	5	10	15	20	30	40	60	80	100	130		
0	912	969	988	995	999							0
1	856	956	984	994	999							1
2	610	896	968	989	999							2
3	130	606	869	957	996	999						3
4	0051	0992	390	705	957	995	999					4
5	0001	0034	0278	122	598	911	997	999				5
		00005	0007	0042	0621	347	932	994	999			6
12	0001			00005	0015	0175	397	914	988	998		7
11	0017	0001			00001	0003	0199	328	841	986		8
10	0252	0014	0001				0003	0129	180	836		9
9	253	0218	0024	0002				0002	0051	179		10
8	728	240	0379	0035	0001				0001	0054		11
7	906	746	363	0615	0032	0004				0001		12
6	962	922	840	530	0696	0103	0007	0001				
5	985	970	954	926	649	219	0249	0053	0005			
4	995	990	983	978	982	910	451	164	026	0006		4
3	999	997	994	991	994	999	964	826	423	0326		3
2			999	997	996	997	990	960	840	353		2
1					999	998	992	977	928	710		1
0						999	994	983	951	824		0
<i>i</i>	130	130	80	60	40	30	20	15	10	5	<i>i</i>	
	Энергия протонов, Мэв											

Таблица П4.5

Проницаемость ^{27}Al для нейтронов (вверху) и протонов (внизу)

<i>l</i>	Энерг йтронов, Мэв										<i>l</i>
	5	10	15	20	30	40	60	80	100	130	
0	921	969	986	993	997	999					0
1	890	962	984	992	997	998	999				1
2	769	941	980	991	996	997	999				2
3	345	856	968	991	996	997	999				3
4	0198	353	813	967	999	994	999				4
5	0003	0133	112	403	934	994	996	999			5
6		0001	0021	0133	203	727	979	995	999		6
12	0008		00001	0001	0042	0533	696	963	991	999	7
11	016	0005			00003	0007	0568	585	926	991	8
10	195	0095	0006				0008	0441	421	921	9
9	639	156	013	0007				0074	0683	570	10
8	866	655	209	0169	0004	00004			0002	0721	11
7	931	884	739	304	0132	0012	00005			00002	12
6	981	958	913	846	338	0429	0022	0003	00002		
5	994	985	969	946	944	746	101	0184	0015	00001	5
4	997	994	990	982	967	985	936	553	090	0012	4
3	999	998	998	995	985	980	974	925	644	0561	3
2				999	996	991	979	955	851	370	2
1					999	996	989	973	924	674	1
0					999	997	992	981	948	792	0
<i>l</i>	Энергия протонов, Мэв										<i>l</i>
	130	100	80	60	40	30	20	15	10	5	

Проницаемость ^{56}Fe для нейтронов (вверху) и протонов (внизу)

l	Энергия нейтронов, Мэв										l	
	5	10	15	20	30	40	60	80	100	130		
0	920	968	986	993	998	999						0
1	899	963	984	992	997	999						1
2	830	950	981	991	997	999						2
3	609	913	973	989	996	998	999					3
4	172	776	952	987	996	997	999					4
5	0096	292	793	964	998	997	999					5
6	0002	0177	183	602	987	998	998	999				6
		0004	0075	0552	613	968	996	998	999			7
			0002	0016	0523	464	976	995	999			8
15	0003			00002	0014	0283	694	974	995	999		9
14	0042	00008				0006	0825	755	989	997		10
13	043	0012					0022	125	748	981		11
12	228	0173	0008				00002	0037	132	860		12
11	527	181	012	0004				00003	0039	301		13
10	749	614	146	0073	0001				00005	0164		14
9	864	844	610	113	0020					0001		15
8	943	932	857	648	044	0027	00006					
7	975	970	940	895	567	067	002	0002				
6	999	987	976	952	958	760	0606	0071	0003			
5	999	995	991	981	966	991	742	202	012	00003		5
4	999	998	997	994	981	977	967	796	208	0015		4
3		999	999	999	992	986	968	906	597	027		3
2				999	997	993	980	947	799	152		2
1					999	996	988	967	883	366		1
0					999	997	991	975	913	305		0
l	130	100	80	60	40	30	20	15	10	5	l	
	Энергия протонов, Мэв											

Таблица П4.7

Проницаемость $^{79}\text{Вг}$ для нейтронов (вверху) и протонов (внизу)

<i>l</i>	Энергия нейтронов, Мэв										<i>l</i>	
	5	10	15	20	30	40	60	80	100	130		
0	922	970	987	994	997	999					0	
1	904	966	986	994	997	999					1	
2	852	956	984	993	997	999					2	
3	699	930	978	992	997	998	999				3	
4	339	847	962	989	997	998	999				4	
5	052	583	897	976	997	998	999				5	
6	0029	152	630	904	995	999	999				6	
	0001	0124	154	547	967	999	999				7	
		0005	0119	0947	733	981	999				8	
18	0002		0005	0062	184	781	998	999			9	
17	0017			0002	014	214	961	998	999		10	
16	0153				0006	0164	655	985	998	999	11	
15	110	0026	0001			0007	118	863	990	998	12	
14	425	0237	0011				0067	331	926	995	13	
13	725	164	011	0003				0002	0278	523	978	14
12	865	536	0890	0036					0010	066	856	15
11	929	797	420	0384	0005				00002	0030	337	16
10	959	900	770	288	0065	0003				00008	0292	17
9	973	948	900	759	0817	0048	0001				0011	18
8	985	974	949	919	566	069	0016	0001			00003	
7	995	987	975	958	956	558	029	0026	0001			
6	999	997	988	978	983	981	342	049	0017			
5		999	995	990	985	996	887	412	0306	00005		
4			998	996	991	991	972	811	230	0012	4	
3			999	998	995	993	980	916	563	0127	3	
2				999	998	996	985	950	762	066	2	
1					999	997	989	965	848	174	1	
0						999	998	991	971	880	264	0
<i>l</i>	130	100	80	60	40	30	20	15	10	5	<i>l</i>	
	Энергия протонов, Мэв											

Результаты расчетов. Результаты расчетов представлены в табл. П4.3 — П4.7. В верхней правой части каждой таблицы даются значения T_l для нейтронов и симметрично в левой нижней части — для протонов. Значение T_l при заданных l и E , Mz , находится на пересечении соответствующих строки и столбца. (Так как проницаемость не может быть больше единицы, в таблицах приведены дробные части T_l .)

ЛИТЕРАТУРА

1. Ходгсон П. Е. Оптическая модель упругого рассеяния. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1966.
2. Элтон Л. Размеры ядер. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
3. Фрегау Ж. Н. Phys. Rev., **104**, 225 (1956).
4. Перфилов Н. А. и др. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М. — Л., Изд-во АН СССР, 1962.
5. Блатт Д., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
6. Гёбегг С. Rev. Mod. Phys., **27**, 399 (1955).
7. Лукьянов А. В. и др. Таблицы волновых кулоновских функций. М., Изд-во Вычислительного центра АН СССР, 1961.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Глава 1. Прямое взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами	9
§ 1. Ядерные реакции и формальная теория рассеяния	9
§ 2. Серберовская модель прямого взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами	13
§ 3. Угловая корреляция вылетающих протонов	16
§ 4. Импульсное приближение, плоские волны	20
§ 5. Энергетические спектры протонов. Импульсные распределения нуклонов в ядрах	26
Литература	32
Глава 2. Простейшие реакции (p, $2p$), (p, pn)	34
§ 6. Измерение энергии протонов в реакциях (p , $2p$). Энергии связи протонов в ядрах	34
§ 7. Угловая и энергетическая корреляции протонов в реакциях (p , $2p$). Импульсное приближение с искаженными волнами	40
§ 8. Исследования реакций (p , pn) методом ядер отдачи	48
Литература	57
Глава 3. Внутриядерный каскад. Распад возбужденных ядер	59
§ 9. Модель внутриядерного каскада	59
§ 10. Метод расчета	63
§ 11. Модели ядер и взаимодействие частиц в расчетах каскадного процесса	68
§ 12. Распад возбужденных ядер	83
§ 13. Расчеты внутриядерного нуклонного каскада	87
§ 14. Каскадный процесс и ассоциирование нуклонов в ядрах	105
Литература	114
Глава 4. Изучение реакций расщепления с помощью фотоэмульсий	117
§ 15. Метод фотоэмульсий	117
§ 16. Образование звезд под действием протонов и нейтронов	118

§ 17. Угловые и энергетические распределения заряженных частиц	126
§ 18. Расщепление легких и тяжелых ядер эмульсии	130
§ 19. Звезды от дейтонов и α -частиц	133
§ 20. Расщепления с испусканием многозарядных частиц	135
Литература	140
Глава 5. Исследования ядерных расщеплений методом счетчиков и магнитного анализа	143
§ 21. Выходы, угловые и энергетические распределения медленных заряженных частиц	143
§ 22. Быстрые заряженные частицы	147
§ 23. Вторичные нейтроны	155
Литература	165
Глава 6. Радиохимические исследования	167
§ 24. Радиохимический метод исследования ядерных реакций	167
§ 25. Реакции с вылетом небольшого числа нуклонов	169
§ 26. Реакция глубокого расщепления	174
§ 27. Образование радиоактивных фрагментов	182
§ 28. Вторичные реакции	193
§ 29. Ядра отдачи	200
Литература	209
<i>Приложение 1. Связь матричных элементов операторов рассеяния на ядерной и свободной частицах в импульсном приближении с плоскими волнами</i>	<i>213</i>
<i>Приложение 2. Ядерный матричный элемент в одночастичной оболочечной модели и импульсное приближение с плоскими волнами</i>	<i>216</i>
<i>Приложение 3. Факторизация матричного элемента оператора рассеяния в импульсном приближении с искаженными волнами</i>	<i>218</i>
<i>Приложение 4. Проницаемость диффузионного потенциального барьера</i>	<i>219</i>
Литература	230