

УДК 539.17

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ДО 100 Мэв

О. Ф. Немец, Л. И. Слюсаренко, В. В. Токаревский

Институт ядерных исследований АН
УССР, Киев

Проведена систематизация экспериментальных данных по полным сечениям реакций под действием протонов, дейтронов, гелионов и α -частиц в диапазоне энергий до 100 Мэв, описаны методы измерения полных сечений. Обсуждаются основные закономерности в поведении полных сечений реакций в зависимости от начальной энергии частиц и атомного веса ядра-мишени. Анализируются изотопные эффекты и обсуждается их связь с распределением ядерной плотности. Рассмотрены теоретические модели, используемые для расчета полных сечений реакций.

The compilation of the experimental data on charge particle total cross-sections induced by the protons, deuterons, helions and α -particles in the energy range to 100 Mev was carried out and the methods of the total cross-sections measurements were described also. The main features in the behaviour of the total cross-sections in the dependence on the incident energy of the projectiles and the atomic weight of the target nuclei are discussed. The isotopic effects are analysed and their connection with the nuclear density distribution is discussed. The theoretical models used for the calculations of the total cross-sections were considered.

ВВЕДЕНИЕ

Полные сечения реакций под действием заряженных частиц с энергией меньше 100 Мэв относятся к числу наименее исследованных ядерных констант. В теории столкновений обычно рассматривают полное сечение взаимодействия

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_R, \quad (1)$$

представляющее собой сумму интегрального сечения упругого рассеяния σ_{el} и полного сечения реакций σ_R . Простейший способ вычисления полного сечения взаимодействия основан на оптической теореме [1]

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} f(\theta = 0^\circ), \quad (2)$$

где $f(\theta = 0^\circ)$ — амплитуда упругого рассеяния на угол $\theta = 0^\circ$; k — волновое число относительного движения. Вычитая из вычисленного по формуле (2) полного сечения взаимодействия интегральное сечение упругого рассеяния, получаем искомую величину — полное сечение реакций. Такая процедура пригодна только для определения полных сечений реакций под действием нейтронов. Для заряженных частиц амплитуда упругого рассеяния $f(\theta)$ имеет особенность при $\theta = 0^\circ$ и полное сечение реакций $\sigma_R = \sigma_t - \sigma_{el}$ является разностью бесконечно больших величин. Существует обобщение оптической теоремы на случай заряженных частиц, которое предложено Холдманом, Талером [2] и позволяет обойти эту трудность в результате учета экранирования кулоновского поля. Однако практическое использование модифицированной оптической теоремы для вычисления полных сечений реакций из данных по упругому рассеянию заряженных частиц на малые углы ограничено такими столкновениями, в которых принимает участие небольшое число парциальных волн.

Полное сечение реакций можно вычислить также, если известно сечение поглощения σ_a :

$$\sigma_R = \sigma_a - \sigma_{CE}, \quad (3)$$

где σ_{CE} — интегральное сечение упругого рассеяния, идущего с образованием составного ядра. При энергии заряженных частиц больше 10 Мэв $\sigma_{CE} \ll \sigma_{el}$, особенно для рассеяния сложных частиц, поэтому можно считать, что $\sigma_R \approx \sigma_a$. Сечение поглощения, в свою очередь, удобно выражать через S -матрицу столкновений. В частности, для бесспиновых частиц

$$\sigma_a = \frac{\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) (1 - |S_L|^2), \quad (4)$$

где S_L — диагональный элемент S -матрицы. Элементы S -матрицы можно определить, используя фазовый анализ, или вычислить теоретически, основываясь на одной из моделей ядерных реакций (например, оптической, дифракционной, квазиклассическом приближении и т. п.).

Заканчивая краткое обсуждение методов теоретического анализа полных сечений реакций, укажем на связь сечения поглощения с мнимой частью W оптического потенциала [1]:

$$\sigma_a = -\frac{2\mu}{\hbar^2 k} \langle \Psi | W | \Psi \rangle, \quad (5)$$

где Ψ — решение уравнения Шредингера с оптическим потенциалом $U = V + iW$, удовлетворяющее граничному условию упругого рассеяния. Экспериментальный факт неравенства нулю

сечения поглощения обуславливает существование мнимого члена в феноменологическом потенциале взаимодействия.

Итак, с теоретической точки зрения для определения полного сечения реакций достаточно провести параметризацию амплитуды упругого рассеяния. Применяемые в настоящее время методы параметризации (фазовый анализ, оптическая модель, параметризованный фазовый анализ) обладают, однако, одним общим недостатком: все они в той или иной степени неоднозначны. Поэтому вычисленные на основании данных по упругому рассеянию полные сечения реакций испытывают очень большой разброс значений (до 30—40%). Такая точность явно неудовлетворительна, поэтому полные сечения реакций необходимо определять экспериментально.

Начало экспериментальным исследованиям было положено в 1959 г. Гудином [3] и Бугре [4], предложившими для измерения полных сечений два различных метода, ими же были получены первые экспериментальные результаты. С 1959 по 1973 г. количество экспериментальных работ возросло до 36, из них 26 посвящено измерению полных протонных сечений, 5 — полных дейтонных сечений, 4 — полных сечений реакций под действием α -частиц и в одной работе проведены измерения полных сечений реакций под действием ионов ${}^3\text{He}$. О степени изученности ядер периодической системы можно судить по рис. 1, где отмечены элементы, полные сечения для которых изучены в интервале энергий примерно до 100 Мэв под действием p , d , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Как видно из рисунка, более или менее детально исследованы лишь полные протонные сечения реакций.

Измерение полных сечений реакций представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу. Поэтому вполне обоснован вопрос: какую новую информацию можно получить в ответ на затраченные экспериментальные усилия?

Довольно широко распространено мнение, что необходимость измерения полных сечений реакций диктуется потребностью оптической модели (ОМ) ядра, поскольку дифференциальные сечения упругого рассеяния, дифференциальные сечения поляризации и полные сечения реакций являются тремя основными физическими величинами, рассчитываемыми в ОМ. Не умаляя важности значения экспериментальных полных сечений для решения такой комплексной задачи, следует обратить внимание на другую информативную возможность этой константы, которая давно используется в физике высоких энергий и нешла еще применения в физике средних и промежуточных энергий. Речь идет об использовании полных сечений реакций для получения информации о распределении плотности ядерного вещества и, в первую очередь, о таких параметрах, как радиус ядра и толщина граничного слоя. Сопоставляя затем эти данные с результатами анализа упругого рассеяния быстрых электронов, можно получить сведения о распре-

деления плотности нейтронов в ядре. Аналогичную информацию можно получить также из радиальной зависимости феноменологического оптического потенциала (ОП), если удастся уменьшить неоднозначность анализа экспериментальных данных в рамках

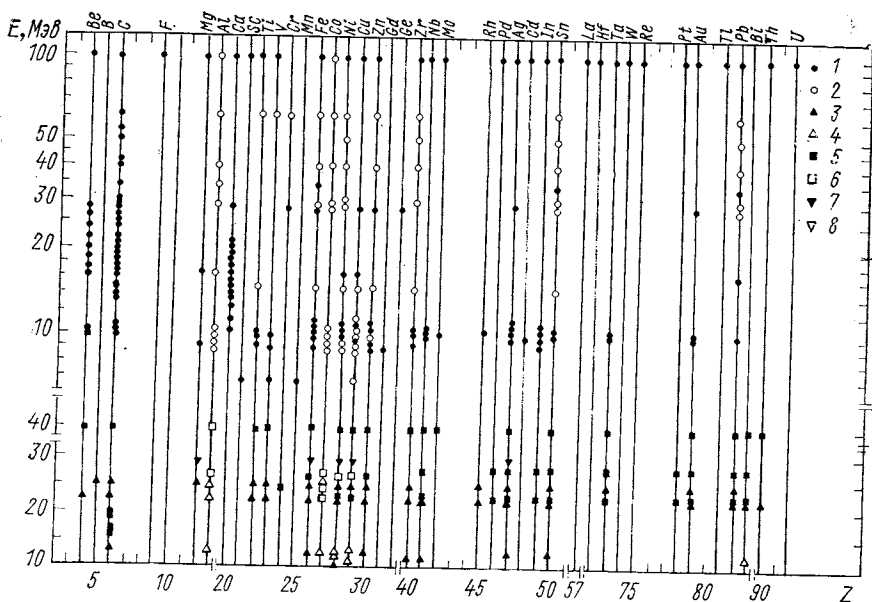


Рис. 1. Изученность полных сечений реакций под действием p , d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$: 1, 2 — экспериментальные данные по протонам; 3, 4 — по дейтонам; 5, 6 — по α -частицам; 7, 8 — по ${}^3\text{He}$; 1, 3, 5, 7 — указывают, что измерения выполнены на мишенях естественного изотопического состава; 2, 4, 6, 8 — на одноизотопных мишенях. Энергетическая шкала для протонов — логарифмическая, для d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ — линейная

ОМ ядра. Чтобы решить сформулированную задачу, необходимо провести измерения на одноизотопных мишенях с погрешностью не хуже 3—5%.

1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

Известные способы измерения полных сечений реакций можно разбить на три метода: 1) суммирования, 2) ядер отдачи, 3) пропускания.

Метод суммирования исходит непосредственно из определения

$$\sigma_R = \sum_b \sigma(a, b), \quad (6)$$

где суммирование идет по всем открытым каналам реакций $A(a, b)B$. Интегральные сечения $\sigma(a, b)$ можно получить интегрированием дифференциальных сечений или определить методом наведенной радиоактивности. Этот метод целесообразно применять в тех случаях, когда число открытых каналов невелико. При увеличении энергии число открытых каналов реакции возрастает, что затрудняет измерения. Погрешность измерения сечений методом суммирования, как правило, не лучше 10%.

Метод ядер отдачи использует тот очевидный факт, что в каждом акте столкновения (рассеяния или ядерной реакции) возникают ядра отдачи. Измеряя общее количество ядер отдачи и вычитая долю, соответствующую упругим столкновениям, получаем непосредственное число всех неупругих столкновений, которые определяют сумму (6). Метод удобен в тех случаях, когда исследуемые ядра являются рабочим телом детектора. Бурге [4] применил его, чтобы определить полные сечения реакций под действием протонов на углероде, входящем в состав пластического сцинтиллятора. Форма измеренного энергетического спектра асимметрична, и выделить низкоэнергетическую часть без дополнительных исследований невозможно. Предварительно необходимо оценить вклады трех процессов: 1) упругого рассеяния протонов на углероде; 2) упругого рассеяния протонов на протонах; 3) неупругого рассеяния протонов на углероде. Из анализа теоретических и экспериментальных спектров находится низкоэнергетический «хвост», по которому оценивается сечение поглощения. Погрешность определения полных сечений реакций около 10%.

Данный метод применим к любым сцинтилляторам, в частности к газовым и жидким, содержащим инертные газы. Было показано, что инертные газы имеют большой световой выход и меньшие времена высвечивания в жидком состоянии [5]. Метод, предложенный Бурге, можно также применить к твердым веществам, таким, как германий и кремний, используя полупроводниковые детекторы излучений, однако ввиду больших погрешностей его не удалось экспериментально осуществить в этих случаях.

Метод пропускания заключается в определении относительного убывания частиц пучка при взаимодействии с ядрами мишени. Если интенсивность частиц налетающего пучка I_0 , а ослабленного — I , то

$$I = I_0 \exp(-n\sigma_R x), \quad (7)$$

где n — число ядер в 1 см^3 вещества мишени; x — толщина мишени; σ_R — полное сечение реакций.

Значение $n\sigma_R x$ для заряженных частиц не превышает 10^{-3} , поэтому справедливо равенство

$$n\sigma_R x = (I_0 - I)/I_0. \quad (8)$$

В ранних работах [6] интенсивности I_0 и I измерялись раздельно, что приводило к большим погрешностям в определении полного сечения. В настоящее время существуют два способа одновременного измерения ослабления $\Delta I = I_0 - I$ и начальной интенсивности I_0 : метод совпадений — антисовпадений [3, 7, 8] (в дальнейшем будем называть ПСА) и метод интегрирования заряда [9, 10] с использованием цилиндров Фарадея (в дальнейшем будем называть метод ПЦФ).

Метод ПСА. В простом варианте метода пропускания с применением совпадений — антисовпадений используются четыре детектора частиц $I - IV$, размещенных по оси сколлимированного

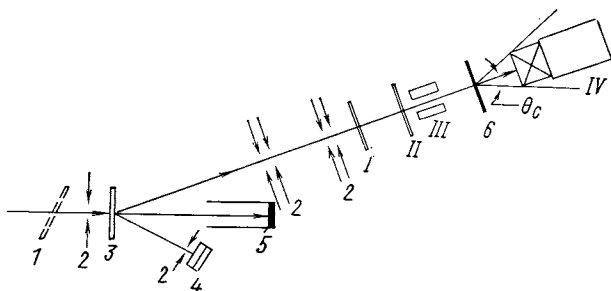


Рис. 2. Схема эксперимента для измерения полных сечений реакций методом пропускания с использованием метода совпадений — антисовпадений:
 1 — «ложная» мишень; 2 — коллимирующие щели; 3 — мишень для получения рассеянного пучка; 4 — монитор; 5 — цилиндр Фарадея; 6 — исследуемая мишень; I—IV — детекторы

пучка частиц (рис. 2). Между детекторами III и IV располагается исследуемая мишень. Сигналы от детекторов подаются на схему совпадений — антисовпадений, которая регистрирует сложные события типа $1\ 2\ \bar{3}\ 4$ и $1\ 2\ \bar{3}\ \bar{4}$ (в обозначениях формальной логики). Количество событий $1\ 2\ \bar{3}\ \bar{4}$ пропорционально ослаблению пучка вследствие столкновений с ядрами мишени. Суть измерений состоит в определении $I_0 - I$ и I_0 с мишенью и $i_0 - i$ и i_0 без мишени. Значение полного сечения реакций определяется из выражения

$$\frac{I_0 - I}{I_0} - \frac{i_0 - i}{i_0} = n\sigma_{Rx}. \quad (9)$$

При этом необходимо учитывать ядерные реакции в детекторе IV, сечения которых зависят от энергии. Энергия же частиц в измерениях с мишенью и без нее различна для этого детектора. Чтобы устранить подобный эффект, в измерениях без мишени перед детектором I необходимо расположить так называемую «ложную

мишень», толщина которой должна быть такой, чтобы энергия частиц в детекторе IV соответствовала энергии в измерениях с мишенью. Полное сечение реакций с учетом всех поправок можно представить в следующем виде:

$$\sigma_R = \frac{I_0 - I}{nxI_0} - \frac{i_0 - i}{nxi_0} - 2\pi \int_{\theta_C}^{\pi} \sigma_{el}(\theta) \sin \theta d\theta + \eta \frac{n'x'}{nx} + \\ + 2\pi \int_0^{\theta_C} \sigma_{pq}(\theta) \sin \theta d\theta; \quad (10)$$

здесь первый член — ослабление пучка при измерении с мишенью; второй — фон, ослабление пучка в измерениях без мишени; третий — поправка на упругое рассеяние; четвертый — поправка на реакции во втором проходящем детекторе; пятый — поправка на выход заряженных частиц в телесный угол четвертого детектора.

Дисело, Айго и Руш [8] применили несколько модифицированный метод совпадений — антисовпадений для измерения полных сечений реакций при энергии протонов $14,5 \text{ Мэв}$. Последний тормозной детектор разбили на две части согласно двум основным своим функциям: 1) регистрировать прошедший мишень пучок и 2) регистрировать неупругие процессы с вылетом частиц в пределах угла θ_C (телесный угол детектора).

Предложенный способ измерения полных сечений позволил автоматически учесть поправку на неупругие процессы и исключить поправку на неупругие процессы во втором проходящем детекторе, ибо не было необходимости применения ложного поглотителя. Выражение (10) можно переписать как

$$\sigma_R = \frac{I_0 - I}{nxI_0} - \frac{i_0 - i}{nxi_0} - 2\pi \int_{\theta_C}^{\pi} \sigma_{el}(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (11)$$

Применяемая в эксперименте электроника довольно сложна, подробное ее описание дано в работе [8].

Укажем на экспериментальные трудности метода ПСА: 1) большая загрузка электронной аппаратуры (примерно 10^5 импульс/сек); 2) необходимость получения стабильных пучков с интенсивностью $10^5 - 10^6 \text{ импульс/сек}$; 3) сложность корректного учета случайных совпадений. Детально метод совпадений — антисовпадений описывается в работах [3, 7, 8]. Погрешность измерения составляет 3—5%.

Метод ПЦФ. В методе интегрирования заряда (рис. 3) исследуемая мишень помещается внутрь металлического цилиндра и имеет с ним электрический контакт. Заряд цилиндра Δq увели-

чивается на Ze каждый раз, когда происходят такие столкновения налетающей частицы с ядрами мишени, которые не сопровождаются вылетом вторичных заряженных частиц через входную и выходную апертуры мишенного цилиндра (Ze — заряд налетающей частицы). Таким образом, заряд Δq пропорционален

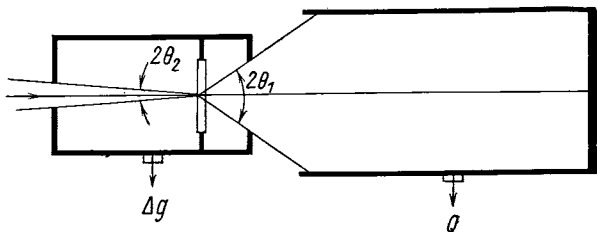


Рис. 3. Схема эксперимента для измерения полных сечений реакций методом пропускания с использованием двух цилиндров Фарадея

ослаблению пучка ΔI за вычетом заряженных частиц, покидающих цилиндр. Заряд цилиндра Фарадея Q пропорционален интенсивности падающего пучка.

Полное сечение реакций связано с измеряемыми зарядами Δq и Q следующим соотношением:

$$\sigma_R = \frac{1}{nx} \frac{(\Delta q - q_\Phi)}{Q} - 2\pi \int_{\theta_1}^{\pi - \theta_2} \sigma_{el}(\theta) \sin \theta d\theta + \\ + 2\pi \sum_q \left(\int_0^{\theta_1} + \int_{\pi - \theta_2}^{\pi} \right) K \sigma_{pq}(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (12)$$

где $\sigma_{el}(\theta)$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол θ ; $\sigma_{pq}(\theta)$ — проинтегрированное по энергии дифференциальное сечение выхода заряженных частиц с зарядом q на угол θ ; θ_1 (θ_2) — половинный угол, под которым видна входная (выходная) апертура цилиндра Δq из центра мишени; $K = q/p$ (p и q — заряды налетающей частицы и частицы продукта, покидающей мишенную камеру, соответственно); q_Φ — заряд, обусловленный фоновыми компонентами. Чтобы обе поправки сделать минимальными, углы θ_1 и θ_2 необходимо выбирать из компромиссного решения.

Метод интегрирования заряда пригоден для измерения сечений реакций на ядрах таких элементов, которые обладают хорошей проводимостью. Чтобы практически осуществить данный метод, необходимо сделать фоновый заряд q_Φ минимальным, а это сопряжено с решением следующих экспериментальных проблем: 1) получение пучков, свободных от низкоэнергетических и нейтральных частиц, а также от примесей других заряженных частиц; 2) устра-

нение возникновения свободных зарядов в цилиндре Δq вследствие ионизации остаточного газа; 3) устранение электризации цилиндров Фарадея γ -фоном; 4) удержание вторичных электронов и β -частиц радиоактивного распада в мишенном цилиндре; 5) учет эффектов перезарядки частиц в веществе мишени и 6) учет ядер отдачи, покидающих мишенную камеру через выходную апертуру. Наименьшая погрешность измерения полных сечений методом интегрирования заряда, которая достигнута в настоящее время, составляет 3—5%. Детально метод ПЦФ обсуждается в работах [9, 11, 13].

При постановке экспериментов на циклотроне методу ПСА присущи все трудности, связанные с пульсирующим характером пучка и прежде всего с корректным учетом случайных совпадений. Число случайных совпадений зависит от скважности пучка, которая может изменяться от экспозиции к экспозиции. В методе ПЦФ естественная модуляция циклотронного пучка не имеет существенного значения, что дает этому методу определенные преимущества.

2. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ

Рассмотрим здесь кратко работы по экспериментальному определению полных сечений реакций под действием заряженных частиц. Основное внимание обращается на метод, используемый для измерения сечений реакций: указываются исследуемые ядра и достигнутая экспериментальная точность, а также приведены краткие выводы, сделанные авторами этих работ. Сводка экспериментальных сечений реакций дана в приложении, а графический материал приведен ниже при обсуждении общих закономерностей в полных сечениях реакций.

Полные протонные сечения реакций. В 1959 г. Гудинг [3] исследовал полные сечения реакций, используя метод ПСА. Измерения выполнены при энергии протонов 34 $Mэв$ на ядрах C, Al, Fe, Sn, Pb с погрешностью 5—7%. Проведено сравнение с ранее вычисленными полными сечениями реакций по оптической модели ядра при энергиях протонов 31,5 [14] и 40 $Mэв$ [15]. Получено вполне удовлетворительное согласие расчетов с экспериментом.

В том же году Бурге [4] измерил полные сечения реакций на углероде в энергетическом диапазоне 10—68 $Mэв$ с погрешностью 11—14%. Метод Бурге основан на измерении низкоэнергетического «хвоста» спектра в сцинтиллаторе при бомбардировке его моноэнергетическими протонами. Проведено сравнение с теоретическими сечениями реакций, вычисленными ранее в работах [14, 15].

Маер и соотр. [16] исследовали полные сечения реакций методом ПСА при энергии протонов 60 $Mэв$ на ядрах C, Al, Fe, Sn, Pb

с погрешностью 6—7%. Экспериментальные данные сравнивались с данными Гудинга [3] и с полными нейтронными сечениями при 55 *Мэв* [17]. Получено удовлетворительное согласие всех трех серий экспериментальных данных. На тяжелых ядрах протонные сечения отличаются от нейтронных вследствие влияния кулоновского поля ядра. Проведенное сравнение экспериментальных данных с сечениями, рассчитанными по оптической модели ядра [14, 15], указывает на удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с теоретически предсказанными сечениями.

Исследование полных сечений реакций на мишенях из разделенных изотопов было начато в 1960 г. Маером и Хинтцом [18], которые измерили сечения реакций на одноизотопных мишенях С, Al, Co, ⁶³, ⁶⁵Сu, ⁶⁶Zn, а также на мишенях природного изотопического состава Ti, V, Fe, Ni, Ag, Sn при энергии протонов 9,85 *Мэв* методом суммирования интегральных сечений с выходом заряженных частиц и нейтронов. Погрешность полученных данных составила 13—16%. Было проведено сравнение с теоретическими сечениями, полученными из анализа упругого рассеяния и поляризации при энергии протонов 9,8 [19] и 10 *Мэв* [20].

Альберт и Хансен [21] исследовали полные сечения реакций на изотопах Сu при энергии протонов 10 *Мэв* с погрешностью 7%, используя метод суммирования парциальных сечений реакций. Авторы указывают на хорошее согласие экспериментальных и теоретических сечений, вычисленных Бёрклундом и Фешбахом [22] с потенциалом, полученным из наилучшего описания данных по упругому рассеянию и поляризации в рамках ОМ.

Гринлис и Джарвис [6] измерили полные сечения реакций на естественной Сu при энергии протонов 9,3 *Мэв* с погрешностью 7,5% методом ПСА. Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с данными работ [18, 21] и с теоретическими значениями сечений, вычисленными Исли по оптической модели ядра [23] при использовании потенциала с поверхностным поглощением ($E_p = 10$ *Мэв*), а также потенциала, который учитывал поверхностное и объемное поглощение. Теоретические полные сечения реакций, найденные с потенциалом, учитывающим только объемное поглощение, не согласуются с экспериментальными.

Исследование полных сечений реакций на Сu при энергии протонов 9 *Мэв* было проведено Карлсоном и сотр. [24]. Измерения выполнены по методу ПСА. Погрешность экспериментальных данных около 9%. Проведено сравнение с расчетами по оптической модели ядра. Авторы приходят к выводу, что наилучшее согласие с экспериментом возможно при использовании или потенциала с поверхностным поглощением, или потенциала с объемным поглощением, но имеющего радиус мнимой части потенциала больше радиуса действительной части.

Впервые Айго и Вилкинс [7] в 1963 г. систематически исследовали полные сечения реакций на большом числе ядер. Измерения выполнены при энергии протонов 10 Мэв на ядрах Be, C, Al, Ti, V, Fe, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Sn, Ta, Au, Pb, Th усовершенствованным методом ПСА. Погрешность измеренных сечений реакций около 5—6%, исключая тяжелые ядра, где погрешность возрастает до 8—10%. Авторы обнаружили, что полные сечения реакций на C и Ni меньше, чем на соседних ядрах. Экспериментальные данные сравнивались с теоретическими, вычисленными при близких энергиях протонов по оптической модели ядра. Потенциалы с объемным и поверхностным поглощением дают результаты, которые находятся в примерно одинаковом соответствии с экспериментальными значениями, и выбор форм-фактора на основании анализа полных сечений реакций затруднен.

Полные сечения реакций при энергии протонов около 30 Мэв измерены Макино и сотр. [25] на ядрах C, Al, Ni, Ag, Au с погрешностью 5% ($E_p = 29 \text{ Мэв}$), а также Ридли и Генером [26] на ядрах ^{40}Ca , ^{56}Fe , ^{59}Co , 58 , ^{60}Ni , ^{120}Sn , ^{208}Pb с погрешностью 4—5% ($E_p = 28,5 \text{ Мэв}$). Для измерений сечений реакций использовался метод ПСА. При близкой энергии ($E_p = 31,5 \text{ Мэв}$) значения теоретических сечений реакций вычислены с потенциалом, учитывающим объемное поглощение при одинаковых радиусах действительной и мнимой частей потенциала [14]. В пределах погрешности эксперимента данные работ [25, 26] находятся в хорошем согласии с теоретическими сечениями [14].

Исследованию полных сечений реакций в области низких энергий протонов (6,75; 8,8; 9,1 Мэв), где существенно значение упругого рассеяния через составное ядро, посвящены работы Дела и сотр. [27] и Балмена и сотр. [28, 29]. При энергии протонов 6,75 Мэв полные сечения реакций определены методом суммирования парциальных сечений реакций на ядрах ^{45}Sc , ^{51}V , Mn, 63 , ^{65}Cu с погрешностью 7—8%. Было проведено сравнение с оптической моделью. В анализе использовались параметры Перея [30], экстраполированные к энергии 6,75 Мэв . Показано, что экспериментальные сечения изменяются с массовым числом быстрее, чем вычисленные по оптической модели. При энергии протонов 8,8 Мэв сечения реакций измерены на ядрах Al, V, Fe, Co, 58 , ^{60}Ni , Cu, 63 , ^{65}Cu , Zn, Ga по методу ПСА с погрешностью 5—7% [28]. Для вычисления теоретических сечений реакций на ядрах Al, Ni, Cu и Zn использовались также параметры Перея. Учитывая вклад сечения упругого рассеяния через составное ядро, удалось достичь хорошего согласия с экспериментальными данными, исключая Co, где экспериментальное сечение выше теоретического. Позднее Балмен и Гриффитс [29] измерили сечения реакций на ядрах Mg, Ti, Cu, 63 , ^{65}Cu , Zr при энергии протонов 9,1 Мэв методом ПСА с погрешностью 4%. Теоретические сече-

ния реакций были вычислены по оптической модели ядра с геометрическими параметрами Перейя [30] и с учетом спин-орбитального члена. Удовлетворительное согласие с экспериментом получено для ядер средней атомной массы $40 < A < 80$.

Поллок и Шранк [31] измерили полные сечения реакций на ядрах С, Mg, Al, Ni, Cu, Pb при энергии протонов $16,4 \text{ Мэв}$ с погрешностью 7%, используя метод ПСА. Сравнение с оптической моделью не проводилось.

Макино и сотр. [32] продолжили исследование полных сечений реакций при энергии протонов 28 Мэв , исследуя влияние замкнутой протонной оболочки $1f_{7/2}$ на сечения реакций. Измерения выполнены по методу ПСА с погрешностью 4% на ядрах Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Zn и Ge. Авторы обнаружили, что аномалия в поведении сечений реакций вблизи $Z = 28 \text{ Мэв}$ включает не только уменьшение сечения на Ni, но и увеличение сечения на Co. Экспериментальные данные сравнивались с теоретическими сечениями, приведенными в работе [14]. Используемый в работе [14] потенциал оптической модели учитывал объемное поглощение ($E_p = 31,5 \text{ Мэв}$). Согласие с экспериментом — неудовлетворительное.

Систематическое исследование изотопных и оболочечных эффектов было проведено Диссело, Айго и Рушем [8] в 1966—1967 гг. при энергии протонов $14,5 \text{ Мэв}$. Авторы значительно усовершенствовали метод Айго и Вилкинса [7]. Полные сечения реакций измерены на изотопах ^{49}Ti , 54 , 56 , 57 , ^{58}Fe , 58 , 60 , ^{62}Ni , 63 , ^{65}Cu , 64 , 66 , ^{68}Zn , 90 , 91 , 92 , ^{94}Zr , 116 , 117 , 118 , 119 , ^{120}Sn с погрешностью 2%. Экспериментальные сечения сравнивались с теоретическими, полученными из анализа данных по поляризации и упругому рассеянию. Значения сечений реакций, полученные из анализа поляризации, несколько отличаются от сечений, найденных при анализе упругого рассеяния. В обоих случаях различие между экспериментальными и теоретическими сечениями выходит за пределы экспериментальных погрешностей. Предсказанные по оптической модели сечения в основном меньше экспериментальных, исключая Sn, для которого экспериментальное значение ниже теоретического. Экспериментальные сечения увеличиваются с ростом числа нейтронов при постоянном Z более быстро, чем предсказывает оптическая модель для изотопов Fe, Ni, Zn и Zr.

Исследованию изотопных эффектов в полных протонных сечениях посвящена также работа Мене и сотр. [33]. Полные сечения реакций измерены при энергии протонов 30 Мэв на ядрах ^{12}C , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{208}Pb ; при энергии 40 Мэв — на ядрах ^{12}C , ^{27}Al , 54 , 56 , 57 , ^{58}Fe , 58 , 60 , 62 , ^{64}Ni , ^{59}Co , ^{68}Zn , ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{208}Pb ; при энергии $49,5 \text{ Мэв}$ — на ядрах ^{12}C , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{208}Pb ; при энергии $60,8 \text{ Мэв}$ — на ядрах ^{12}C , ^{27}Al , ^{50}Ti , ^{51}V , ^{52}Cr , 54 , 56 , 57 , ^{58}Fe , 58 , 60 , 62 , ^{64}Ni , ^{59}Co , ^{68}Zn , 90 , ^{96}Zr , ^{116}Sn , ^{208}Pb . Авторы указывают, что их

данные находятся в хорошем согласии со значениями сечений реакций, измеренными при энергии 30 *Мэв* [25, 26], а при энергии 60,8 *Мэв* отличаются от данных, приведенных в работе [16]. Найдена строгая зависимость сечений реакций от избытка нейтронов для изотопов Ni и Fe. Аналогичную зависимость можно наблюдать и для изотопов с $N = 28$, хотя она и менее ярко выражена. Проведен анализ по модели абсолютно черного ядра, получено вполне удовлетворительное согласие с экспериментом. Анализ по оптической модели ядра показал, что для хорошего описания экспериментальных данных необходимо увеличивать объемную часть оптического потенциала и уменьшать поверхностную при увеличении энергии протонов. Авторы указывают на поразительную зависимость произведения глубины и диффузности мнимой части оптического потенциала с поверхностным поглощением от избытка нейтронов $(N - Z)/A$.

Систематическое исследование энергетической зависимости полных сечений реакций было начато Делонэ и сотр. [34] и Беапарком и сотр. [35] в 1964 г. В работе [34] исследовалась энергетическая зависимость полных сечений реакций на ядрах Ni и Cu в интервале энергии 9—12 *Мэв*. Использовался метод ПСА, погрешность экспериментальных данных 4—5%. Полученные экспериментальные данные сравнивались с теоретическими, которые вычислены с потенциалом оптической модели, учитывающим поверхностное поглощение.

Исследование энергетической зависимости полных сечений реакций было продолжено Беапарком и сотр. [36], применившими для измерения сечений реакций новый метод ПЦФ. Полные сечения реакций измерены на ядрах Al, Fe, Co, Ni, ⁵⁸Ni, ⁶⁰Ni, Cu, ⁶³Cu, ⁶⁵Cu, Zn, Ag, Cd, In, Au в энергетическом диапазоне 8,5—11,5 *Мэв* с погрешностью 3,5—4%. Сравнение с оптической моделью проводилось только для ядра Cu, где получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

Исследованию энергетической зависимости полных сечений реакций на C в энергетическом интервале 9,88—19,46 *Мэв* и на Ca в интервале 10,3—21,6 *Мэв* посвящена работа Диссело и Айго [37]. Полные сечения измерены методом ПСА с погрешностью 12—17% на C и с погрешностью 4—5% на Ca. Авторы указывают на резонансный характер зависимости полных сечений реакций от энергии для ядер C и Ca. Проведено сравнение сечений реакций и интегральных сечений упругого рассеяния для ¹²C и ⁴⁰Ca, а также интегрального сечения возбуждения первого состояния для ¹²C. Проведено предварительное сравнение с оптической моделью для ядра ⁴⁰Ca (использовались неопубликованные работы Перея). Теоретические сечения хорошо согласуются с экспериментом.

Поведение полных протонных сечений реакций на ядре Be в энергетическом интервале 16—28 *Мэв* исследовалось в работе

Монтакью и сотр. [38]. Полученные значения сечений реакций сравнивались с предсказанными по оптической модели ядра на основе анализа упругого рассеяния. Экспериментальные и теоретические сечения находятся в хорошем согласии. Сечения реакций анализировались также по модели абсолютно черного ядра, которая обычно применяется к исследованию сечений реакций на ядрах средней и тяжелой атомных масс. Простая модель правильно предсказывает наблюдаемую энергетическую зависимость, но требует большего значения параметра радиуса ядра, чем в случае более тяжелых ядер.

Киркби и Линк [10] измерили полные сечения реакций при энергии протонов 100 *Мэв* методом ПЦФ на 41 ядре (от Be до U). Использовались мишени естественного изотопического состава. Экспериментальные сечения сравнивались с теоретическими, вычисленными в полуклассическом приближении.

Полные дейтоновые сечения реакций. Айго и Вилкинс [39] измерили методом ПСА полные сечения реакций под действием дейтонов с энергией 22,4 *Мэв* на ядрах Be, C, Al, Ti, V, Fe, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Rh, Ag, Sn, Ta, Au, Pb, Bi, Th с погрешностью 3—5% в случае ядер легкой и средней атомных масс и 7—9% — в случае тяжелых ядер. Сечения реакций возрастают пропорционально $A^{2/3}$ до Cu, начиная с Cu сечения практически постоянны до Au. Анализ экспериментальных данных по оптической модели ядра не проводился.

Майо и сотр. [40] измерили методом ПСА полные сечения реакций при энергии дейтонов 25,1 *Мэв* на ядрах B, C, Mg, Al, Ti, V, Fe, Ni, Co, Cu, Zn, Zr, Rh, Ag, Sn, Ta, Au, Pb с погрешностью 3—5%. Экспериментальные данные Майо и сотр. подтверждают тенденцию в зависимости от A данных Айго и Вилкинса, однако бóльшие по абсолютной величине, исключая легкие ядра. Основное различие между двумя сериями экспериментальных данных заключается в минимуме в области Ni, обнаруженном группой Майо и не проявляющемся в данных Айго и Вилкинса. Следует также отметить, что сечения реакций для группы тяжелых ядер Ta, Au, Pb заметно увеличиваются по сравнению с сечением на Sn, что не наблюдается при энергии дейтонов 22,4 *Мэв*. Экспериментальные сечения реакций на ядрах Mg, V, Fe, Ni, Co, Cu, Ag, Au, Pb сравнивались с теоретическими, вычисленными по оптической модели ядра. Из анализа следует, что экспериментальные полные сечения реакций лучше согласуются с теоретическими, полученными с потенциалом оптической модели, учитывающим поверхностное поглощение.

Анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтонов с энергией 25,9 и 21,6 *Мэв* и полных сечений реакций при энергии 25,1 *Мэв* по оптической модели ядра был проведен в работе [41]. Варьированием параметра диффузности мнимой части

оптического потенциала удалось добиться удовлетворительного согласия с экспериментом. Анализ, проведенный в работе [41], указывает на то, что значения параметров оптического потенциала зависят от ядерной структуры. Для ядер, соседних с ^{58}Ni , наблюдается флуктуация параметров потенциала, что отражается в полных сечениях.

Исследование полных дейтонных сечений на мишенях из разделенных изотопов было начато Буджановским и сотр. [42], которые измерили полные сечения на ядрах ^{12}C , 58 , ^{60}Ni , ^{209}Bi при энергии дейтонов $12,8 \text{ Мэв}$ методом суммирования парциальных сечений реакций. Погрешность определения сечений составляла 8—15%. Экспериментальные значения сечений сравнивались с теоретическими, полученными с оптическим потенциалом, учитывающим объемное поглощение. Экспериментальные и теоретические сечения находятся в хорошем согласии для ядер ^{60}Ni и ^{209}Bi .

Беарк и сотр. [36] измерили полные сечения реакций на изотопах 58 , ^{60}Ni и 63 , ^{65}Cu при энергии дейтонов около 11 Мэв методом ПЦФ. Сравнение с оптической моделью не проводилось.

При энергии дейтонов $13,6 \text{ Мэв}$ полные сечения реакций определены на ядрах Al , Fe , Ni , 60 , ^{64}Ni , Co , 63 , ^{65}Cu , Zn , Ag , Sn с погрешностью 2,5—5% методом ПЦФ [43]. Обнаружено, что полные дейтонные сечения реакций изменяются нерегулярно в области $A \approx 56 \div 65$. Проведен анализ экспериментальных данных по оптической модели ядра с использованием единых и оптимальных наборов параметров, полученных из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния.

Полные сечения реакций под действием ^3He - и ^4He -частиц. Айго и Вилкинс [44] экспериментально определили сечения реакций на ядрах Be , C , Al , Ti , V , Fe , Ni , Cu , Zn , Zr , Nb , Mo , Ag , Sn , Ta , Au , Pb , Bi , Th при энергии α -частиц 40 Мэв методом ПСА. Сечения реакций на легких и средних ядрах определены с погрешностью 2—3%, на тяжелых — с погрешностью 4—6%. Сечения реакций линейно зависят от $A^{2/3}$ от Be до Ti , затем наблюдается понижение сечения примерно на 18% в области Ni . Экспериментальные результаты сравнивались с расчетами по оптической модели ядра. Хорошее согласие наблюдается в области ядер средней атомной массы, исключая минимум в области Ni . Для легких ядер экспериментальные сечения меньше теоретических, для тяжелых — теоретические меньше экспериментальных.

Буджановский и сотр. [45] измерили методом ПСА сечения реакций на ядрах Cr , Fe , Ni , Co , Cu , Zn при энергии α -частиц $24,7 \text{ Мэв}$ с погрешностью 2,5—4%. Полные сечения реакций линейно зависят от $A^{2/3}$. Не было замечено понижения сечений в области Ni . Экспериментальные данные сравнивались с теоретическими, вычисленными по оптической модели ядра. Получено согласие в пределах погрешностей эксперимента. Анализ ука-

зывает на неоднозначность параметров оптического потенциала.

Исследование полных сечений реакций было продолжено краковской группой при энергиях α -частиц 23,2 и 27,8 Мэв [13]. Получены значения сечений реакций для ядер Ni, Co, Cu, Pd, Ag, In, Sn, Ta, Pt, Pb и Bi методом ПЦФ с погрешностью 3—5%. Эффект захвата электрона α -частицей в материале мишени был уменьшен помещением углеродной фольги за исследуемой мишенью. Сравнение с теорией не проводилось.

Полные сечения реакций при энергии α -частиц 27,2 Мэв определены для ядер Al, Fe, Ni, 60 , 64 Ni, Co, Cu, 63 , 65 Cu, Zn с погрешностью 3—5% в работе [43]. Для измерения сечений реакций использовался метод ПЦФ. Экспериментальные данные указывают на аномальное поведение сечений реакций в области Ni, а также на более быстрое возрастание сечений на изотопах, чем следует из закона пропорциональности сечений $A^{2/3}$. Проведено сравнение экспериментальных сечений с теоретическими, рассчитанными по дифракционной и оптической моделям ядра. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом при использовании оптических потенциалов только с поверхностным поглощением.

Энергетическая зависимость полных сечений реакций под действием α -частиц на C в диапазоне 15,8—20,1 Мэв исследовалась в работе Лабие и сотр. [46]. Анализ проведен по оптической модели ядра с потенциалом, учитывающим L -зависимость мнимой части. Удовлетворительно описывается наблюдаемый на эксперименте минимум в районе 18,5 Мэв. Авторы указывают на корреляцию между изменением полного и дифференциального сечений (на угол 176°) с изменением энергии.

Измерению полных сечений реакций под действием ^3He -частиц посвящена работа Балкарсела и Гриффитса [47]. Сечения реакций определены для ядер Mg, Al, Fe, Ni, Cu, Ag при энергии ^3He -частиц 29 Мэв с погрешностью 2—3% методом ПСА. Сечения реакций плавно возрастают с увеличением атомной массы. Экспериментальные сечения реакций сравнивались с теоретическими, рассчитанными по оптической модели ядра [48, 49]. Удовлетворительное согласие получено лишь для ядра Al.

Бох [50] провел детальный анализ данных работы [47], используя потенциал оптической модели с объемным поглощением. Получено хорошее согласие с экспериментом.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ОТ ЭНЕРГИИ НАЛЕТАЮЩИХ ЧАСТИЦ

Ограниченность экспериментальных данных по полным сечениям реакций приводит к тому, что зависимость σ_R от E можно более или менее детально исследовать лишь при взаимодействии протонов с атомными ядрами. Для других типов частиц подобная

зависимость прослеживается только в очень узком энергетическом диапазоне.

Попробуем нарисовать здесь общую картину, отметив основные тенденции энергетической зависимости полных сечений реакций в энергетическом диапазоне до 100 Мэв, начиная от легких (Ве) и кончая тяжелыми (Pb, U) ядрами, а также некоторые характерные особенности (резонансы в легких ядрах, корреляцию между полными сечениями реакций и другими ядерными процессами). Полное сечение реакций является суммой сечений всех неупругих процессов, приводящих к выводу частицы из входного канала. Количество открытых каналов реакций увеличивается с ростом энергии налетающих частиц. На значение полного сечения реакций влияет соотношение между начальной энергией частиц и высотой кулоновского барьера ядра, а также порогами различных ядерных реакций. Поэтому σ_R при низких энергиях частиц будет очень сильно зависеть от энергии. При низких энергиях длина волны налетающей частицы сравнима с размерами ядра, и обычно рассматривается взаимодействие частицы с ядром, как целым, без учета его внутренней структуры. При увеличении энергии начинает сказываться влияние нуклон-нуклонных столкновений, их значение все возрастает, и, наконец, при высоких энергиях они становятся преобладающими.

Проанализируем сначала экспериментально наблюдаемую зависимость полных сечений реакций от энергии налетающих частиц (рис. 4). Необходимо отметить, что экспериментальные данные

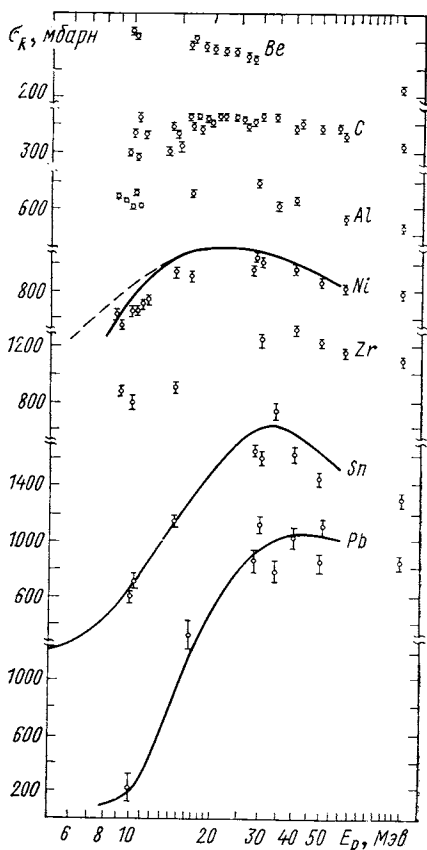


Рис. 4. Энергетическая зависимость экспериментальных полных сечений реакций под действием протонов:

— функции возбуждения, рассчитанные в работе [51] с использованием единых параметров оптического потенциала и с учетом сечения упругого рассеяния через составное ядро; - - - без учета σ_{CE}

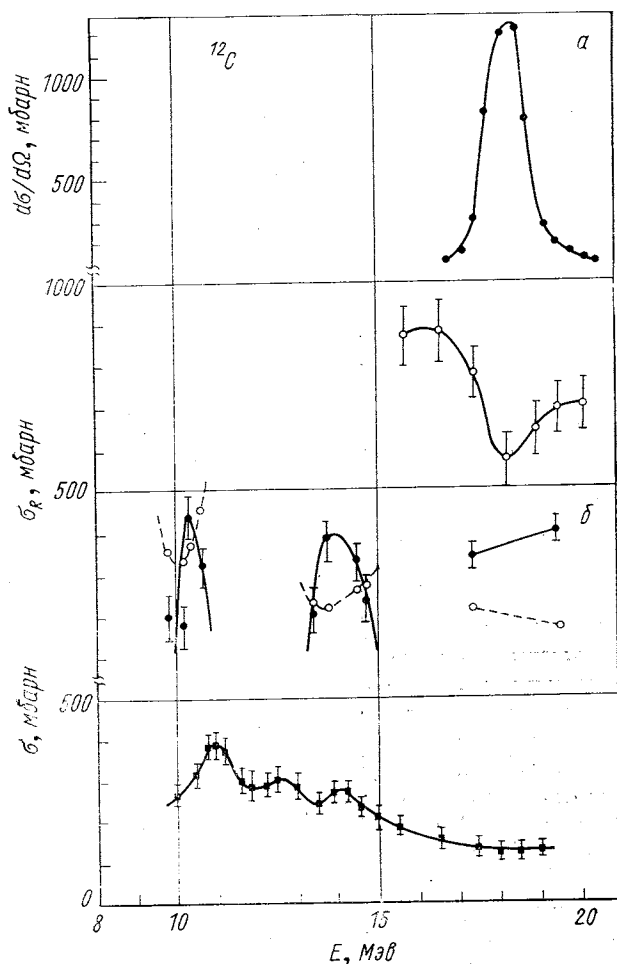


Рис. 5. Энергетическая зависимость полных сечений реакций, сечений упругого и неупругого рассеяния на ядре ^{12}C :

a — ● — дифференциальное сечение упругого рассеяния α -частиц на угол 176° ; ○ — полные сечения под действием α -частиц; *b* — ● — полные протонные сечения реакций; ○ — интегральное сечение упругого рассеяния протонов от 41 до 180° ; ■ — интегральное сечение неупругого рассеяния на первом возбужденном состоянии ^{12}C ($Q = -4,43$ Мэв). Для наглядности экспериментальные точки соединены линиями

при разных энергиях и для различных ядер в большинстве случаев получены в разных лабораториях и иногда существенно отличаются друг от друга в точках перекрытия (одинаковая энергия и одно и то же ядро). Из рассмотрения рис. 4 видно, что

поведение сечений реакций на легких ядрах (Be, C, Al) отличается от поведения σ_R на средних и тяжелых ядрах (Ni, Zr, Sn, Pb). Сечения реакций на ядре Be плавно уменьшаются в энергетическом диапазоне от 10 Мэв до 30 Мэв, исключая слабо выраженную структуру в области 15—20 Мэв. Наиболее изученным ядром является ядро ^{12}C . В диапазоне энергий 10—17 Мэв наблюдается ярко выраженная резонансная структура, затем сила резонансов ослабевает и уменьшается их частота, после чего наблюдается спад σ_R с ростом энергии до 100 Мэв.

Сечения реакций для ядер средней и тяжелой атомных масс резко увеличиваются с ростом энергии налетающих частиц в области малых E , затем в энергетической зависимости наблюдается плавный перегиб и, наконец, медленный спад вплоть до 100 Мэв. Более подробный анализ энергетической зависимости сечений реакций на средних и тяжелых ядрах затруднен ввиду отсутствия экспериментальных данных, а также тем обстоятельством, что измерения проводились с интервалом в 10 Мэв и более.

Остановимся несколько подробнее на проявляющейся резонансной структуре в зависимости σ_R от E . Наиболее ярко резонансная структура в поведении σ_R выражена для ядер ^{12}C и ^{40}Ca [по имеющимся экспериментальным данным (рис. 5, б и 6, б)]. В зависимости σ_R от E для ядра ^{12}C наблюдаются два пика: в области 10,2—10,3 и 14 Мэв. При энергиях возбуждения около 14,6 и 17,1 Мэв, что соответствует данному случаю, возбуждается большое число уровней составного ядра. Сечение реакций, являясь интегральной суммой парциальных сечений неупругих процессов, может иметь резонансную зависимость от энергии в том случае, если такую зависимость имеет хотя бы одна из парциальных

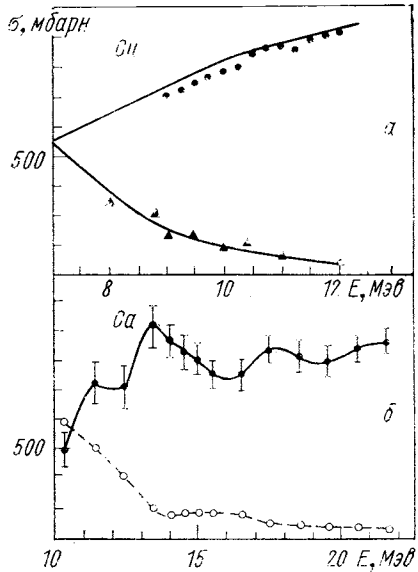


Рис. 6. Сравнение энергетической зависимости полных протонных сечений реакций и интегральных сечений упругого рассеяния протонов на ядрах Ca и Si:

а — ● — экспериментальные значения полных сечений реакций для ядра Si; ▲ — интегральное сечение упругого рассеяния от 60 до 180°; — — — — расчет по оптической модели ядра; б — ● — полные сечения реакций на ядре ^{40}Ca ; ○ — интегральное сечение упругого рассеяния от 41 до 180°; линии соединяют экспериментальные точки

функций возбуждения. Поэтому ее природу можно и не связывать с существованием отдельных резонансных уровней составного ядра. На рис. 5, б проведено сравнение полных сечений реакций и интегральных сечений неупругого рассеяния на первом возбужденном состоянии ^{12}C в диапазоне энергий протонов 10—19 *Мэв*. Наблюдается корреляция в изменении полных и интегральных сечений неупругого рассеяния в зависимости от энергии, которая обязана интенсивному возбуждению низколежащих состояний ядра ^{12}C .

При низких энергиях налетающих частиц, когда вклад в сечение реакций дают процессы, протекающие через составное ядро, т. е. когда полное сечение реакций можно отождествить с сечением образования составного ядра, на основе экспериментальных данных о полных сечениях реакций можно получать информацию о плотности уровней составного ядра. С увеличением энергии частиц все большее значение приобретают прямые процессы, и связь между плотностью уровней и полным сечением реакций усложняется. Наблюдаемая в некоторых работах [43] корреляция между изменением энергии возбуждения и полным сечением реакций в зависимости от атомной массы говорит лишь о том, что эти две ядерные константы связаны с определенным параметром, отражающим структуру ядер или составных систем (частица + ядро).

Отметим, наконец, корреляцию в энергетической зависимости σ_R и интегрального сечения упругого рассеяния протонов. С увеличением σ_R интегральное сечение упругого рассеяния уменьшается (см. рис. 5 и рис. 6 для ядер ^{12}C , ^{40}Ca и Cu). Аналогичная картина наблюдается и в полных сечениях реакций под действием α -частиц. На рис. 5, а показана энергетическая зависимость σ_R дифференциального сечения упругого рассеяния на угол 176° на ядре ^{12}C . Отчетливо видна корреляция в области энергий α -частиц 16—20 *Мэв*. Интересно отметить, что в полных протонных сечениях в этом диапазоне энергий также наблюдается аномалия, что указывает на значение вклада низколежащих состояний ядра ^{12}C в полное сечение как под действием протонов, так и под действием α -частиц. В общем случае, исходя из связи между полным сечением реакций и полным сечением упругого рассеяния для заряженных частиц, полученной в работе [2], можно заключить, что увеличение полного сечения упругого рассеяния приводит к уменьшению полного сечения реакций; это качественно объясняет наблюдаемый эффект.

Перейдем к сравнению энергетической зависимости экспериментальных полных сечений реакций с теоретическими предсказаниями. Сечение поглощения можно записать в следующем виде:

$$\sigma_R = \pi\lambda^2 \sum_{L=0}^{L_{\text{макс}}} (2L+1) T_L, \quad (13)$$

где $\lambda = \hbar/\sqrt{2M(E - V)}$ — длина дебройлевской волны относительного движения (M — приведенная масса частицы и ядра-мишени; V — высота соответствующего кулоновского барьера; E — энергия налетающей частицы); L — угловой момент относительного движения.

Коэффициент проницаемости T_L можно выразить через матричный элемент рассеяния следующим образом:

$$T_L = 1 - |S_L|^2. \quad (14)$$

Чтобы вычислить T_L , необходимо использовать одно из модельных представлений.

Качественные выводы можно сделать исходя из модели сильного поглощения, в которой предполагается

$$T_L = \begin{cases} 1 & \text{для } L \leq L_0; \\ 0 & \text{для } L > L_0, \end{cases} \quad (15)$$

где L_0 — критический угловой момент, соответствующий касательному соударению налетающей частицы с ядром:

$$L_0 = kR \sqrt{1 - V/E}; \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} R &= r_0 A^{1/3} + \lambda, & \text{если } \lambda \ll r_0 A^{1/3}; \\ R &= r_0 A^{1/3} + r_r, & \text{если } \lambda \sim r_0 A^{1/3}; \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

здесь r_r — радиус налетающей частицы. Тогда

$$\sigma_R = \pi R^2 (1 - V/E). \quad (18)$$

Согласно формуле (18) с учетом (17) полное сечение реакций монотонно возрастает, достигая при $E \gg V$ своего предельного значения

$$\sigma_R = \pi R^2. \quad (19)$$

При дальнейшем увеличении энергии зависимость сечения реакций от энергии входит в (19) через зависимость R от λ . Этим выражением хорошо аппроксимируются экспериментальные данные по полным протонным сечениям реакций для Be в энергетическом диапазоне 15—30 $Mэв$, хотя формула (19) более справедлива для ядер средней и тяжелой атомных масс. В случае применения формулы (19) для описания энергетической зависимости полных сечений реакций можно получить однозначную информацию о размерах ядер. Однако, чтобы выяснить такую возможность, требуются дополнительные исследования: в каком энергетическом диапазоне эта формула справедлива и для каких типов налетающих частиц (см. разд. 4).

Коэффициент проницаемости кулоновского барьера ядра можно численно определить в рамках оптической модели ядра, которую,

как показано в работах [33—35, 38], можно успешно использовать для описания энергетической зависимости полных сечений реакций. Учитывая зависимость параметров оптического потенциала от энергии, для расчета T_L желательно использовать единые (или усредненные) наборы, пригодные для объяснения дифференциальных сечений упругого рассеяния в широком интервале энергий.

В настоящее время единые наборы получены для протонов в интервале энергий до 60 $Mэв$ [51, 54] и для дейтронов в интервале энергий примерно до 20 $Mэв$ [55]. Для ионов ${}^4\text{He}$ имеющиеся в литературе данные пока еще не систематизированы.

На рис. 4 сплошными линиями показаны функции возбуждения для полных сечений реакций, рассчитанные в работе [51] с использованием единых параметров, найденных из глобального поиска (значения параметров приведены в разд. 8). Имеет место вполне удовлетворительное объяснение наблюдаемой энергетической зависимости, особенно для ядер Sn и Pb.

Аналогичные расчеты с использованием потенциала Перея [55] были проведены в работе [56], где исследовалась зависимость полных дейтронных сечений реакций от энергии в диапазоне 5—45 $Mэв$ для ядра ${}^{56}\text{Fe}$ (рис. 7, а). Сечения реакций резко возрастают при увеличении энергии от 5 до 15 $Mэв$, затем наблюдается более медленное увеличение сечений до 30 $Mэв$. Начиная с 30 $Mэв$ сечения реакций практически не зависят от энергии, т. е. поведение сечений реакций при энергиях свыше 30 $Mэв$ уже не зависит от кулоновского барьера ядра. Для сравнения на рис. 7, а показана зависимость полного сечения от энергии при использовании для учета кулоновского взаимодействия выражений (17) и (18). Формула (18) лишь качественно предсказывает зависимость сечения от энергии и то только до области «насыщения».

Теоретическому исследованию полных сечений реакций под действием α -частиц на ядрах от Ne до U в энергетическом диапа-

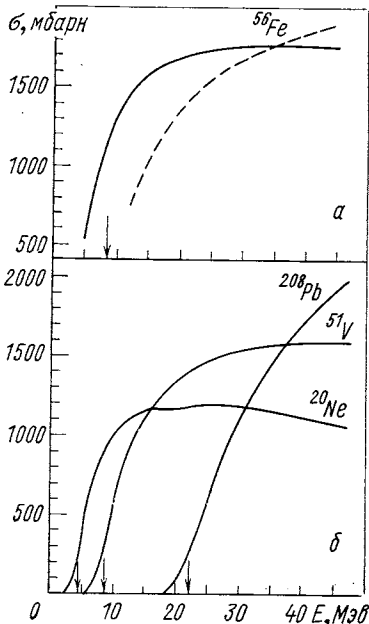


Рис. 7. Зависимость полных сечений реакций на ядре ${}^{56}\text{Fe}$ под действием дейтронов (а) и на ядрах ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{51}\text{V}$, ${}^{208}\text{Pb}$ (б) под действием α -частиц:

— — — — расчет в полуклассическом приближении

зоне до 46 $Mэв$ (см. рис. 7, б) посвящены работы Айго и Юйзенги [57] и Айго и Планка [58]. Рассчитанные сечения реакций резко возрастают с увеличением энергии, обнаруживая зависимость, аналогичную рассмотренным выше дейтоновым и протонным сечениям.

В области энергий 30—60 $Mэв$ была сделана попытка описать энергетическую зависимость полных протонных сечений реакций при помощи внутриядерной каскадной модели [59]. Область энергий 30—60 $Mэв$ для протонов лежит вдали от кулоновского барьера даже для тяжелых ядер. Хотя и достигнуто согласие с экспериментом в пределах 10%, необходимо обосновать законность применения этой модели при столь низких энергиях. Ранее модель применялась для описания сечений реакций под действием протонов с энергией до 350—3500 $Mэв$.

Таким образом, в настоящее время только с помощью оптической модели ядра можно описать энергетическую зависимость полных сечений реакций для ядер от легкой до тяжелой атомных масс и для различных типов частиц. Вводя в мнимую часть потенциала зависимость от L , можно описать поведение σ_R в области резонансов, как это было сделано, например, для случая α -частиц [46]. В небольшом энергетическом диапазоне возможно также описание энергетической зависимости полных сечений реакций под действием протонов с помощью полуклассического выражения (19).

4. ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ОТ АТОМНОЙ МАССЫ ЯДРА-МИШЕНИ

Характер функциональной зависимости полных сечений заряженных частиц от атомной массы ядра мишени определяется соотношением между высотой кулоновского барьера и начальной энергией частиц. Сечения реакций растут с увеличением геометрических размеров ядер, если на сечение реакций не оказывает влияние кулоновское поле ядра, что имеет место при энергиях частиц, значительно превышающих высоту кулоновского барьера ядра. При энергиях, сравнимых с высотой кулоновского барьера, наблюдается конкуренция между увеличением геометрических сечений ядер и уменьшением проницаемости вследствие роста кулоновского барьера ядра. Аналогичные эффекты имеют место в более узком диапазоне атомных масс как в области средних, так и в области тяжелых ядер. Поэтому желательно рассматривать зависимость полных сечений от атомной массы при энергиях частиц, намного превышающих высоту кулоновского барьера ядра. С другой стороны, с увеличением энергии уменьшается длина волны налетающей частицы и возрастает роль нуклон-нуклонных столкновений. Эти два фактора необходимо учитывать

при рассмотрении зависимости сечений реакций от атомной массы ядра мишени.

Зависимости сечений реакций от атомной массы для энергии протонов 100 [10], дейтонов 25,1 [40], α -частиц 40 [44] и ^3He -частиц

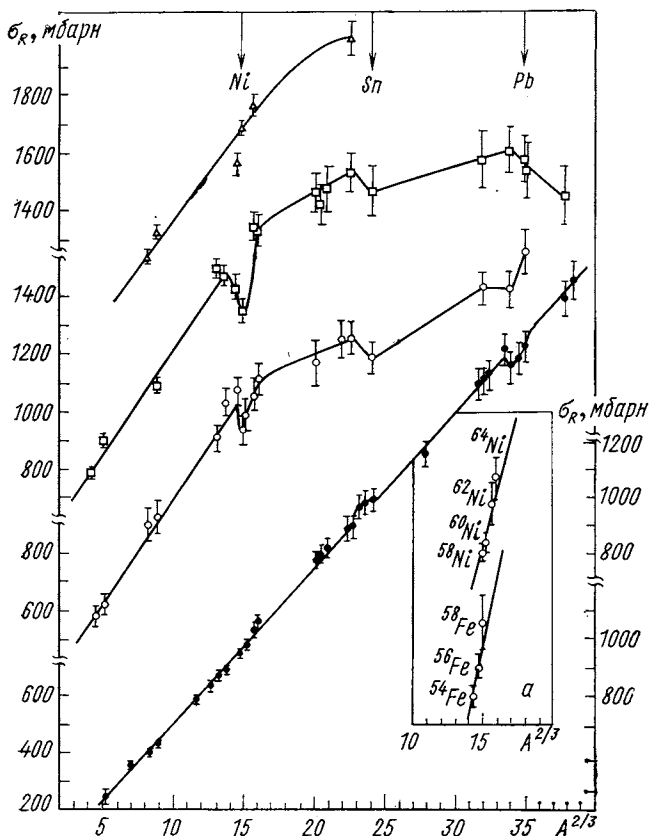


Рис. 8. Зависимость полных сечений реакций от массы ядра мишени:

Δ — сечения реакций для ^3He -частиц с энергией 29 Мэв [47];
 \square — полные сечения реакций для α -частиц с энергией 40 Мэв [44];
 \circ — полные сечения реакций для дейтонов с энергией 25,1 Мэв [40];
 \bullet — полные сечения реакций для протонов с энергией около 99 Мэв [10] (левая шкала); α — зависимость σ_R от $A^{2/3}$ для изотопов Fe и Ni при энергии протонов 60,8 Мэв [33] (правая шкала)

29 Мэв [47] даны на рис. 8. Как видно из рис. 8, для всех типов частиц имеется участок, где полные сечения пропорциональны $A^{2/3}$, т. е. пропорциональны геометрическим сечениям ядер. Так, полные сечения реакций при энергии протонов 100 Мэв линейно

возрастают с увеличением геометрических размеров ядер во всем диапазоне атомных масс. Небольшие флуктуации наблюдаются лишь в районе Sn и Au — Pb. Полные сечения реакций под действием дейтронов и α -частиц меняются нерегулярно в зависимости от атомной массы ядер-мишеней. Характерные нерегулярности наблюдаются в районе Ni, Sn и Pb, т. е. для ядер, имеющих замкнутые протонные оболочки с $Z = 28, 50$ и 82 . Наибольший

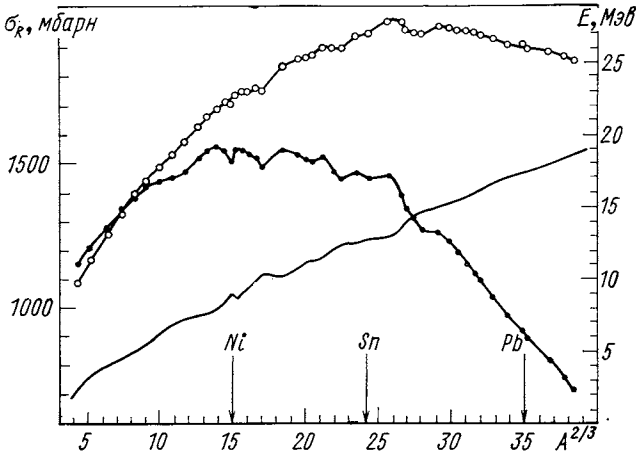


Рис. 9. Зависимость полных дейтронных сечений реакций от массы ядра мишени, рассчитанных по оптической модели [56] с единым набором параметров Перея [55]:

● — σ_R^T при энергии дейтронов $13,6$ Мэв; ○ — σ_R^T при энергии дейтронов $22,4$ Мэв. Линиями соединены расчетные точки (левая шкала); — — — — высота кулоновского барьера ядра (правая шкала)

«провал» полных сечений реакций наблюдается на Ni для дейтронов и для α -частиц. Аномальное поведение полных сечений в области Ni будет рассмотрено ниже.

Здесь попытаемся лишь выяснить, могут ли наблюдаемые нерегулярности в поведении полных сечений реакций в области Ni, Sn, и Pb быть обусловлены конкуренцией между кулоновским и ядерным взаимодействиями. В работе [56] теоретический расчет сечений реакций при энергиях дейтронов $13,6$ и $22,4$ Мэв в зависимости от атомной массы был выполнен с усредненным оптическим потенциалом Перея [55] (рис. 9). Обе зависимости σ_R от A практически совпадают лишь до $A \approx 20$, далее расхождение между ними увеличивается с ростом атомной массы ядра-мишени. Ход кривых при двух указанных энергиях дейтронов различен. При энергии $13,6$ Мэв сечения реакций плавно возрастают до $A \approx 50$; в области $50 < A < 100$ сечения практически постоянны.

В области $100 < A < 160$ наблюдаются нерегулярности в поведении сечений. Это область под- и надбарьерных энергий (12—15 $Mэв$), где влияние кулоновского поля ядра наиболее существенно. Начиная с $A > 160$ сечения реакций плавно спадают до U . При энергии дейтронов 22,4 $Mэв$ сечения реакций увеличиваются с ростом атомной массы ядер до $A \approx 100$; в области $100 < A < 180$ наблюдаются нерегулярности в поведении σ_R и, наконец, начиная с $A > 180$ сечения плавно убывают. Конкуренция между кулоновским и ядерным взаимодействиями не объясняет экспериментально наблюдаемого понижения сечений в районе Sn и Pb; по-видимому, оно обусловлено лишь влиянием замкнутых протонных оболочек. Что касается ядра Ni, то, как было отмечено выше, на нем наблюдается наиболее глубокий «провал» в полных сечениях реакций. Конкуренция между кулоновским и ядерным взаимодействием при рассматриваемых энергиях дейтронов и α -частиц может привести к понижению сечения реакций не более чем на 0,3—4,0%. Другой возможной причиной понижения сечения на Ni является относительно низкое содержание нейтронов в ядре ^{58}Ni и большое содержание ^{58}Ni в естественной смеси (см. ниже).

При энергиях протонов, превышающих кулоновский барьер ядра, включая и тяжелые ядра, зависимость полных сечений реакций от атомной массы хорошо аппроксимируется формулой (19). Сопоставление экспериментальных и теоретических сечений позволяет определить параметр радиуса ядра r_0 . Это очень важная ядерная константа и однозначное ее определение было бы очень полезным. Однако определенное подобным образом значение r_0 не всегда отражает физическую реальность, особенно в тех случаях, когда сечения реакций изменяются с энергией нерегулярно. Таким образом, параметр r_0 , определенный из сравнения экспериментальных и теоретических сечений реакций, может быть функцией энергии. В области энергий 100 $Mэв$ сечения реакций понижаются в результате влияния нуклон-нуклонных взаимодействий. Параметр r_0 , определенный из сечений реакций в этом энергетическом диапазоне, может быть заниженным, т. е. вновь явится функцией энергии. Оптимальная энергия для определения параметра r_0 — такая энергия, при которой затухает влияние кулоновского поля ядра, однако нуклон-нуклонные взаимодействия еще не приобретают заметного значения.

На рис. 8, а приведена зависимость полных сечений на изотопах Fe и Ni от атомной массы изотопов при энергии протонов 60,8 $Mэв$. Отчетливо видно, что сечения реакций на изотопах возрастают быстрее, чем следует из общей закономерности изменения сечений с изменением атомной массы ядер мишеней (см. σ_R для $E_p = 100 Mэв$). Подробно этот вопрос будет рассмотрен в разд. 6.

5. АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ В РАЙОНЕ НИКЕЛЯ

Вопрос о понижении сечения реакций на никеле по сравнению с соседними ядрами до сих пор остается спорным: одни экспериментальные данные указывают на то, что такой эффект наблюдается, другие отрицают его. Наблюдаемое понижение сечения на Ni составляет 10—20% σ_R . В этом и заключается основная трудность в его определении. В настоящее время погрешность определения полного сечения реакций любым методом не лучше 3—5%. Необходимо оговориться, что указанная погрешность — это погрешность в измерении абсолютной величины σ_R , относительный же ход сечений можно определить с большей точностью.

Проанализируем экспериментальные данные. Зависимость σ_R от A в области Ni для энергий протонов 8,8—100 Мэв, дейтронов — 13,6; 22,4; 25,1 Мэв; α -частиц — 24,7; 27,2; 40 Мэв и ^3He -частиц — 29 Мэв дана на рис. 10. В большинстве случаев исследовались мишени естественного изотопического состава. На рисунке не даны сечения реакций на изотопах, так как уже указывалось, что сечения на изотопах возрастают быстрее, чем следует из общей закономерности изменения сечений с изменением атомной массы ядра-мишени. Поэтому они будут только «маскировать» наблюдаемый эффект. Как видно из рисунка, полные сечения реакций под действием протонов всех приведенных энергий (за исключением 100 Мэв), дейтронов энергий 13,6 и 25,1 Мэв и α -частиц энергий 27,2 и 40 Мэв падают в области Ni. Если рассматривать падение сечений реакций на Ni по отношению к сечению на Fe, то провал составляет 10—23% при низких энергиях протонов, 3—12% при энергиях, значительно превышающих высоту кулоновского барьера ядра; 9—12% — для дейтронов и 6—9% — для α -частиц. При энергиях дейтронов 22,4 Мэв, α -частиц 24,7 Мэв и ^3He -частиц 29 Мэв нерегулярности в области Ni не наблюдаются.

Рассмотрим возможные причины падения сечений реакций на Ni: 1) конкуренция между кулоновским и ядерным взаимодействиями (особенно при низких энергиях частиц); 2) относительно низкое содержание нейтронов в ядре ^{58}Ni и высокое содержание ^{58}Ni в естественной смеси; 3) влияние замкнутой протонной оболочки с $Z = 28$.

В работе [56] исследовалось влияние кулоновского и ядерного взаимодействия на формирование полных дейтонных сечений реакций при энергиях 13,6 и 22,4 Мэв. Расчет проводился с усредненным оптическим потенциалом Перее [55], который удовлетворительно описывает дифференциальные сечения упругого рассеяния в широком диапазоне атомных масс при энергиях дейтронов 10—30 Мэв. Из работ [33, 43] известно, что удовлетворительное описание полных сечений реакций возможно лишь при использовании

оптических потенциалов с оптимальными параметрами. Однако для выяснения роли кулоновского взаимодействия в формировании полного сечения удобнее использовать усредненные параметры оптического потенциала, чтобы избежать возможной маскировки «кулоновских эффектов» изменениями структуры соседних

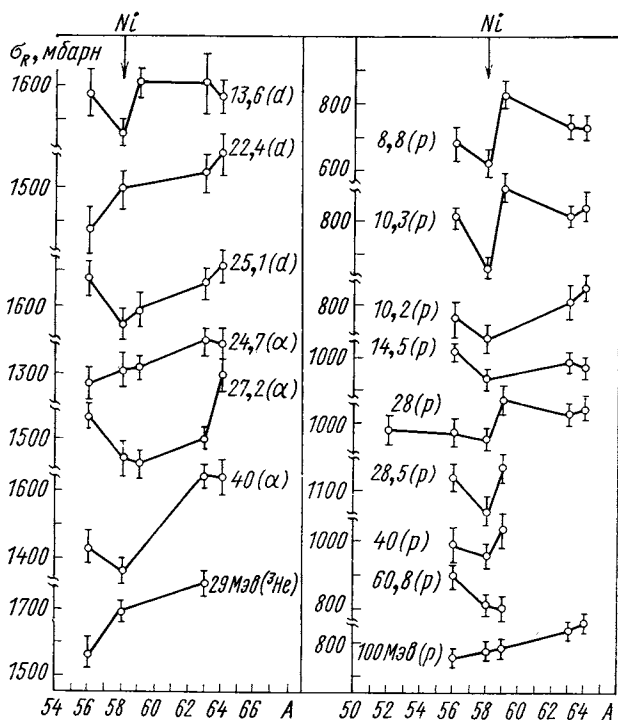


Рис. 10. Поведение полных сечений реакций под действием p , d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ в области Ni : линиями соединены экспериментальные точки; экспериментальные данные взяты из работ [7, 8, 10, 26, 28, 32, 33, 36, 39, 40, 43 — 45, 47]

ядер. Из рис. 9 видно, что в области $56 \leq A \leq 65$ в теоретических сечениях реакций наблюдаются нерегулярности. Тем не менее, если теория предсказывает снижение сечения на Ni на 2% (0,3%) по сравнению с Fe при энергиях дейтронов 13,6 $Mэв$ (22,4 $Mэв$), то эксперимент дает 8 (9)%. Таким образом, конкуренция между кулоновским и ядерным взаимодействиями хотя и приобретает заметное значение в наблюдаемых нерегулярностях полных сечений при низких энергиях дейтронов, но не является их единственной причиной. С увеличением энергии дейтронов значение кулоновского отталкивания падает, нерегулярности в области

Fe — Ni — Co сглаживаются в расчетных кривых, однако экспериментальные данные не указывают на исчезновение этого эффекта.

Зависимость полных сечений реакций от относительного избытка нейтронов будет подробно рассмотрена ниже. Здесь остановимся лишь на выводах. Полные сечения реакций на изотопах Fe, Ni, Cu, Zn, Zr увеличиваются на 5—15% при переходе от легкого изотопа к более тяжелому, т. е. ядра с относительно низким избытком нейтронов $(N - Z)/A$ имеют более низкие сечения по сравнению с ядрами с большим нейтронным избытком. Зависимость σ_R от $(N - Z)/A$ для ядер в области Ni (дейтоны с начальной энергией 13,6 Мэв) дана на рис. 11. Отчетливо видно, что

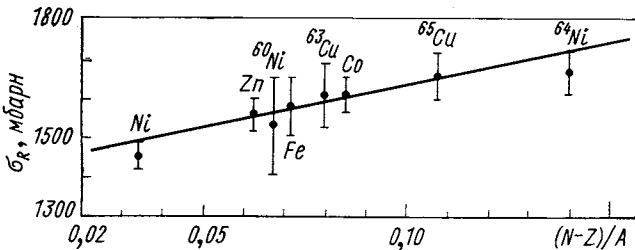


Рис. 11. Зависимость экспериментальных полных сечений реакций при энергии дейтонов 13,6 Мэв от $(N - Z)/A$

^{58}Ni , характеризующийся наименьшим нейтронным избытком среди рассматриваемых ядер, обладает и наименьшим полным сечением. Повышенный интерес именно к ядру Ni обусловлен лишь тем, что в большинстве работ исследовались мишени естественного изотопического состава, а Ni, имеющий высокий процент легкого изотопа ^{58}Ni , занимает особое положение среди других элементов тяжелее Ca, так как обладает наименьшим значением $(N - Z)/A$. Поэтому связь между полным сечением и нейтронным избытком проявляется в области Ni наиболее ярко.

Наконец, о влиянии замкнутой оболочки с магическим числом протонов. Отсутствие экспериментальных данных не позволяет провести подробный анализ, хотя можно отметить, что наблюдаемое понижение сечений реакций на ядрах Sn и Pb с $Z = 50$ и 82 говорит о том, что падение полного сечения на Ni частично все же обусловлено влиянием замкнутой протонной оболочки с $Z = 28$.

6. ИЗОТОПНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ

Существование пропорциональности между значением полного сечения реакций и геометрическим сечением ядра позволяет надеяться, что полные сечения реакций могут содержать информацию о характере распределения плотности нуклонов в ядре. Чтобы

исследовать такую возможность, проведем вычисление константы r_0 — радиуса эквивалентного распределения для некоторых изотопов по модели абсолютно черного ядра с резкой границей, исходя из экспериментальных полных протонных сечений ($E_p = 14,5$ Мэв [8], $E_p = 28,5$ Мэв [26], $E_p = 99$ Мэв [40]), полных дейтонных сечений ($E_d = 13,6$ Мэв [43]) и полных сечений реакций под действием α -частиц ($E_\alpha = 27,2$ Мэв [43]), используя формулу (19). Для того чтобы уменьшить влияние изменения высоты кулоновского барьера ядра на значение полного сечения, рассмотрим только близкие по Z ядра. Полученные значения параметра r_0 приведены в табл. 1. Усредненные значения параметра $\langle r_0 \rangle$ по всем ядрам для трех типов частиц довольно близки и равны:

Таблица 1

Значения параметра r_0 из анализа полных сечений реакций под действием протонов, дейтонов и α -частиц по модели абсолютно черного ядра с резкой границей

Ядро	$E_p, \text{ Мэв}$			$E_d = 13,6 \text{ Мэв}$	$E_\alpha = 27,2 \text{ Мэв}$
	14,5	28,5	99		
^{54}Fe	$1,06 \pm 0,02$	—	—	—	—
^{56}Fe	$1,17 \pm 0,02$	$1,35 \pm 0,03$	—	—	—
^{57}Fe	$1,14 \pm 0,02$	—	—	—	—
^{58}Fe	$1,20 \pm 0,02$	—	—	—	—
Fe	—	—	$1,09 \pm 0,01$	$1,28 \pm 0,03$	$1,32 \pm 0,02$
^{59}Co	—	$1,35 \pm 0,02$	$1,10 \pm 0,01$	$1,27 \pm 0,02$	$1,22 \pm 0,02$
^{58}Ni	$1,10 \pm 0,02$	$1,25 \pm 0,02$	—	—	—
^{60}Ni	$1,12 \pm 0,02$	$1,26 \pm 0,03$	—	$1,22 \pm 0,05$	$1,28 \pm 0,02$
^{62}Ni	$1,17 \pm 0,02$	—	—	—	—
^{64}Ni	—	—	—	$1,28 \pm 0,02$	$1,32 \pm 0,02$
Ni	—	—	$1,10 \pm 0,01$	$1,19 \pm 0,01$	$1,23 \pm 0,02$
^{63}Cu	$1,11 \pm 0,02$	—	—	$1,25 \pm 0,03$	$1,21 \pm 0,02$
^{65}Cu	$1,11 \pm 0,02$	—	—	$1,26 \pm 0,02$	$1,25 \pm 0,02$
Cu	—	—	$1,11 \pm 0,01$	—	—
^{64}Zn	$1,09 \pm 0,02$	—	—	—	—
^{66}Zn	$1,13 \pm 0,02$	—	—	—	—
^{68}Zn	$1,14 \pm 0,02$	—	—	—	—
Zn	—	—	$1,13 \pm 0,01$	$1,21 \pm 0,02$	$1,33 \pm 0,02$

$1,13 \pm 0,02$ ($E_p = 14,5$ Мэв); $1,30 \pm 0,03$ ($E_p = 28,5$ Мэв); $1,10 \pm 0,01$ ($E_p = 99$ Мэв); $1,25 \pm 0,02$ ($E_d = 13,6$ Мэв); $1,28 \pm 0,02$ ($E_\alpha = 27,2$ Мэв). Для энергии протонов 99 Мэв параметр r_0 значительно меньше, что связано с уменьшением полных протонных сечений вблизи $E_p = 100$ Мэв за счет падения сечения нуклон-нуклонного рассеяния. Для некоторых ядер отклонение параметра r_0 от усредненного значения выходит за пределы экспериментальных погрешностей, что отражает влияние индивидуальных особенностей ядер на полное сечение реакций. Поиск

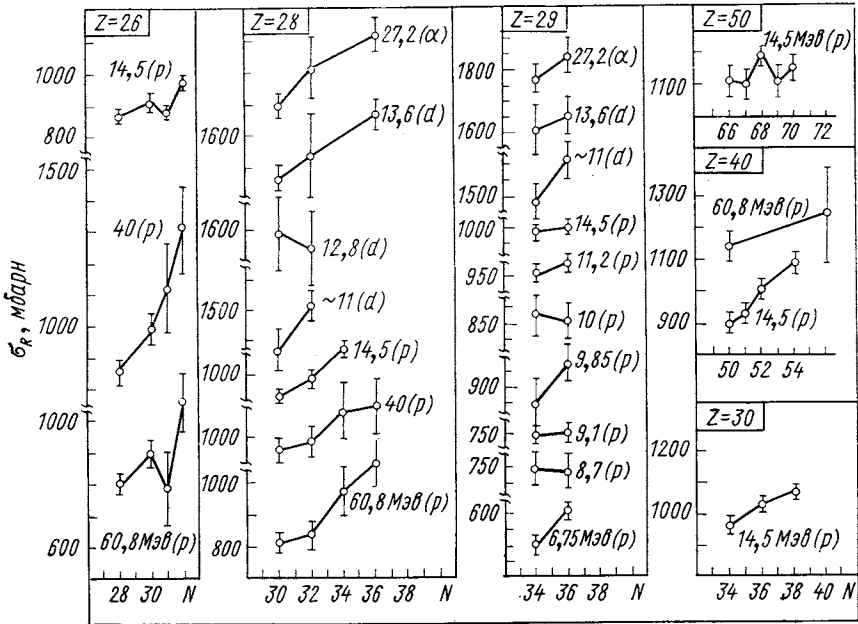


Рис. 12. Зависимость полных сечений реакций на изотопах от числа нейтронов в ядрах:

линиями соединены экспериментальные точки, значения полных сечений реакций взяты из работ [8, 18, 21, 27, 29, 33, 36, 42, 43]

первопричин такого влияния следует начинать с анализа зависимости полных сечений реакций от числа нейтронов N и числа протонов Z , т. е. из сравнения полных сечений реакций на изотопах и изотонах. Имеющиеся экспериментальные данные представлены на рис. 12 и 13. Как видно из сравнения этих рисунков, практически для всех исследованных изотопов полные сечения реакций систематически возрастают при увеличении числа нейтронов в ядре при неизменном Z ; при увеличении числа протонов при неизменном N полные сечения, как правило, уменьшаются или остаются неизменными в пределах экспериментальных по-

грешностей. Более быстрое возрастание полных сечений реакций при увеличении числа нейтронов в ядре по сравнению с изменением полных сечений при увеличении числа протонов в ядре будем

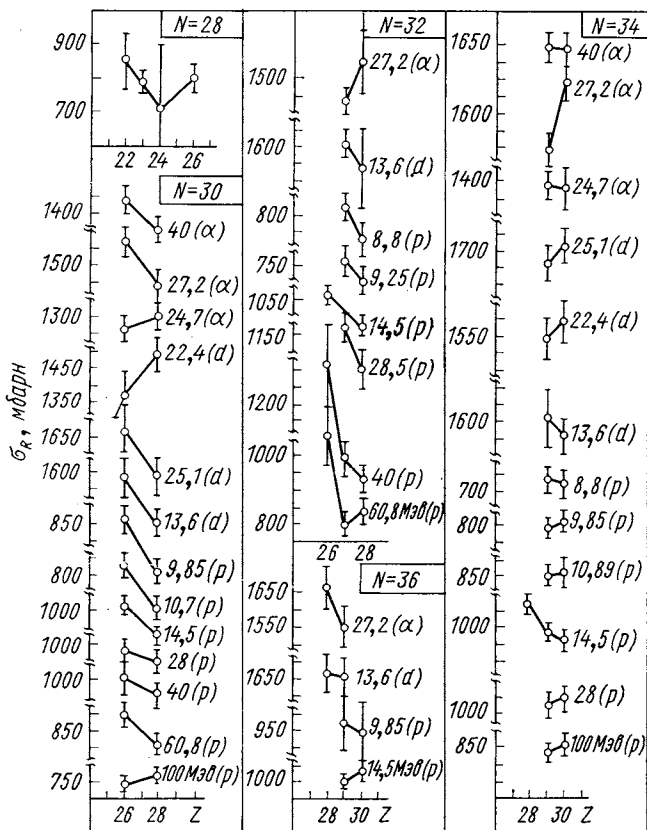


Рис. 13. Зависимость полных сечений реакций на изотонах от числа протонов в ядрах:

линиями соединены экспериментальные точки, значения полных сечений реакций взяты из работ [8, 10, 13, 26, 28, 32, 33, 36, 39, 40, 43, 45]

называть изотопно-изотонным эффектом в полных сечениях реакций. Изотопно-изотонный эффект сохраняется для различных ядер, энергий и разных типов налетающих частиц, поэтому, несмотря на все еще значительные экспериментальные погрешности, можно утверждать, что встречаемся здесь с новым явлением, характеризующим свойства ядер.

В исследовании упругого рассеяния протонов, дейтронов и α -частиц обнаружено два типа изотопных эффектов: 1) изменение положения максимумов и минимумов углового распределения при неизменном (или мало меняющемся) интегральном сечении; 2) изменение формы угловых распределений (например, эффект больших углов, который обнаружен в работе [60] в упругом рассеянии протонов) или заметное изменение интегральных сечений, обнаруженное в работах [61, 62], в которых исследовалось упругое рассеяние дейтронов. Изотопный эффект первого типа не должен приводить к существенному изменению суммарного сечения неупругих процессов, тогда как изотопный эффект второго типа непосредственным образом указывает на необходимость появления аналогичного эффекта в полных сечениях в результате связи сечения упругого рассеяния с полным сечением неупругих процессов.

Из анализа зависимости экспериментальных полных сечений реакций от A (см. разд. 4) можно заключить, что сечения реакций на изотопах возрастают быстрее, чем следует из общей закономерности изменения сечений с изменением атомной массы ядра-мишени. Действительно, на основании экспериментальных данных, приведенных на рис. 8, можно определить тангенсы наклонов прямых $\Delta\sigma/\Delta A$, которыми аппроксимируется зависимость полных сечений реакций от $A^{2/3}$ (для дейтронов и α -частиц рассматривается такой диапазон атомных чисел, где влияние кулоновского поля ядра практически не сказывается). Средний тангенс наклона для протонов с энергией 99 Мэв составляет $9,6 \pm 3,5$; для дейтронов с энергией $25,1 \text{ Мэв}$ — $16,9 \pm 3,5$; для α -частиц с энергией 40 Мэв — $12,1 \pm 3,3$. Значительно большие значения тангенсов угла наклона получаются для зависимости полных сечений реакций от $A^{2/3}$ на разделенных изотопах. Для изотопов Fe и Ni при энергии протонов $60,8 \text{ Мэв}$ имеем соответственно (говорить о «прямой» можно лишь условно): $65,2 \pm 30,5$ и $37,0 \pm 18,5$ (рассматриваются сечения при энергии, намного превышающей кулоновский барьер ядра). На рис. 14 [63] демонстрируется более

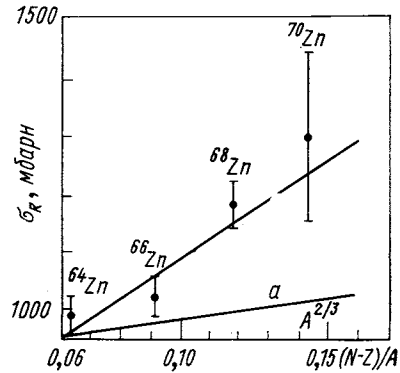


Рис. 14. Зависимость полных сечений реакций на изотопах Zn от относительного избытка нейтронов в ядре [63]:

прямая линия проведена через экспериментальные точки; a — изменение полных сечений реакций с изменением атомной массы ядер мишеней в широком диапазоне A

быстрое изменение полных сечений реакций на изотопах, чем следует из пропорциональности $A^{2/3}$.

Различия в поведении полных сечений реакций на изотопах и изотонах частично можно объяснить влиянием кулоновского поля ядра. Для подтверждения этого обратимся к рассмотрению поведения теоретических сечений реакций, рассчитанных по оптической модели ядра. Достоинство таких расчетов — корректный учет

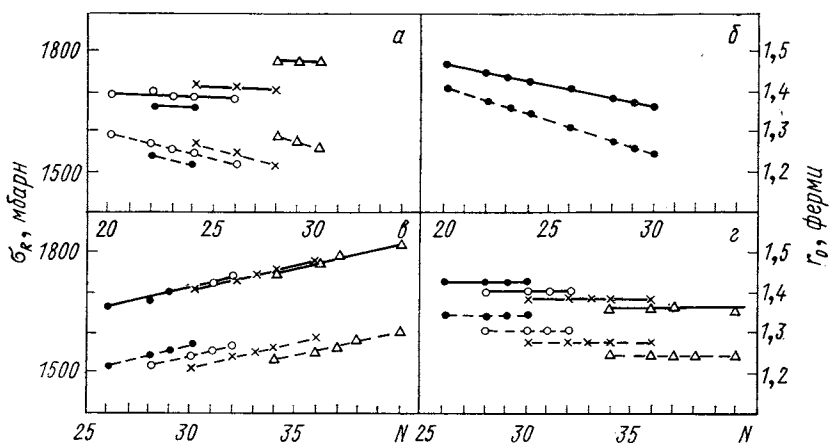


Рис. 15. Поведение полных дейтронных сечений реакций на изотопах и изотонах, вычисленных в рамках оптической модели ядра [56]:

a — зависимость изменения полных сечений реакций на изотонах с $N = 26, 28, 30, 36$ от числа протонов в ядре Z ; ● — изотопы с $N = 26$; ○ — $N = 28$; × — $N = 30$; △ — $N = 36$; *b* — зависимость параметра r_0 , полученного согласно формуле (19) из анализа теоретических сечений реакций; *c* — зависимость полных сечений реакций на изотопах от числа нейтронов в ядре N ; ● — изотопы Sr; ○ — изотопы Fe; × — изотопы Ni; △ — изотопы Zn; *d* — зависимость параметра r_0 , рассчитанного по формуле (19) на основе теоретических значений сечений реакций, от N ; обозначения те же, что и на рис. 15, *a*; во всех случаях сплошные линии проведены через точки, соответствующие энергии дейтронов 22,4 Мэв; — — — — энергии 13,6 Мэв

влияния кулоновского поля ядра на полное сечение реакций. На рис. 15, *a, б* приведены значения полных сечений реакций для изотопов Sr, Fe, Ni и Zn, вычисленные по оптической модели ядра с использованием единого набора B Перейя [55] при энергии дейтронов 13,6 и 22,4 Мэв [56]. Как видно из рис. 15, значения σ_R для изотопов данного элемента возрастают с увеличением числа нейтронов, образуя «изотопные» прямые. При энергии дейтронов 13,6 Мэв «изотопные» прямые для различных элементов смещены относительно друг друга и практически совпадают при энергии 22,4 Мэв. Наклоны изотопных прямых в обоих случаях очень близки, что видно из сравнения значений величин $\Delta\sigma/\Delta N$, где $\Delta\sigma$ — разница сечений двух крайних изотопов, ΔN — разница в количестве нейтронов. Эти значения для изотопов Sr, Fe, Ni

и Zn соответственно равны: 13,5 (13,5); 12,5 (13,0); 11,8 (12,3); 11,2 (11,7) (в скобках указаны отношения $\Delta\sigma/\Delta N$ при энергии дейтронов 22,4 Мэв). Величина $\Delta\sigma/\Delta N$, вычисленная из экспериментальных значений сечений реакций на изотопах Ni при энергии дейтронов 13,5 Мэв, составляет $34,7 \pm 15,5$, т. е. более чем в два раза превосходит теоретические значения.

Теоретические сечения реакций на изотопах с $N = 26, 28, 30$ и 36 при энергиях дейтронов 13,6 и 22,4 Мэв были рассчитаны в работе [56] по оптической модели ядра. Сечения реакций на изотопах уменьшаются с увеличением Z при энергии 13,6 Мэв и остаются практически постоянными при энергии 22,4 Мэв. На рис. 15, б показано изменение параметра r_0 , вычисленного по формуле (19) из теоретических значений сечений реакций для рассматриваемых групп изотонов при энергиях дейтронов 13,6 и 22,4 Мэв. Как и следовало ожидать, при двух указанных энергиях дейтронов кулоновское поле ядра оказывает заметное влияние на параметр r_0 . Аналогично тому, как это было сделано при исследовании изотопов, введем для изотонных прямых параметр наклона $\Delta\sigma/\Delta Z$, где $\Delta\sigma$ — разница в сечениях двух крайних изотопов; ΔZ — разница в числе протонов. Отношение $\Delta\sigma/\Delta Z$ для изотонов с $N = 26, 28, 30$ и 36 составляет соответственно —12,5 (—1,0); —12,8 (—1,7); —14,0 (—2,26); —16,0 (—4,0) при энергиях дейтронов 13,6 и 22,4 Мэв (в скобках). Знак минус указывает на уменьшение сечений с ростом Z . Величина $\Delta\sigma/\Delta Z$, полученная на основе экспериментальных данных при энергии дейтронов 13,6 Мэв, равна: 60 ± 50 ($N = 30$); 47 ± 63 ($N = 36$). К сожалению, погрешности в определении сечений реакций еще слишком велики, что затрудняет проведение количественных оценок.

Таким образом, хотя учет влияния кулоновского поля ядра на характер изменения полных сечений реакций на изотопах и изотонах качественно воспроизводит наблюдаемый изотопно-изотонный эффект, он не объясняет более быстро возрастающего сечения на изотопах по сравнению с общей закономерностью изменения сечений как функции A (см. рис. 8). Для дальнейших выводов необходимо более детально рассмотреть связь между полными сечениями и структурой конкретных ядер. Можно попытаться связать наблюдаемый эффект со свойствами составного ядра, которые необходимо принимать во внимание, так как основной вклад в значение полного сечения реакций при средних энергиях частиц дают неупругие процессы, происходящие с образованием составного ядра.

На рис. 16 приводится сравнение изменения полных сечений реакций под действием дейтронов и α -частиц и энергии возбуждения составного ядра (эти величины нормированы на единицу для изотопа ^{58}Ni). В некоторых случаях имеется отчетливая корреляция в изменении полных сечений и энергии возбуждения. Настоя-

щий эффект в какой-то мере связан с плотностью уровней составного ядра, которая наиболее сильно зависит от энергии возбуждения. Поскольку полные сечения реакций измеряются обычно на довольно толстых мишенях, то автоматически происходит усреднение по энергетическому интервалу порядка 0,5—1,0 Мэв,

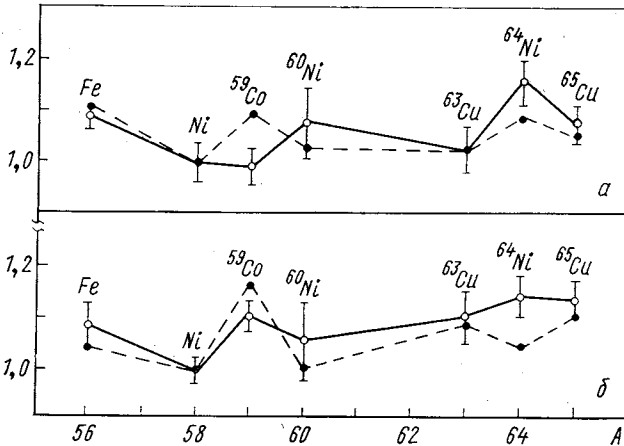


Рис. 16. Корреляция между полными сечениями реакций под действием α -частиц (а) и дейтронов (б) и энергией возбуждения составного ядра:

— соединены экспериментальные значения сечений реакций; - - - энергия возбуждения

т. е. по очень большому числу уровней составного ядра. Вследствие значительного перекрытия этих уровней между собой прямой связи между полным сечением и плотностью уровней составного ядра нет. Такой вывод следует из зависимости полных дейтоновых сечений от энергии для ядер Ni и Cu (рис. 17). При увеличении кинетической энергии налетающих частиц полные сечения реакций изменяются незначительно, тогда как плотность уровней составного ядра возрастает экспоненциально. Тем не менее пока не проведено детального исследования зависимости полных сечений от энергии, нельзя исключить полностью возможность существования связи σ_R со свойствами высоковозбужденных состояний составного ядра, и в частности с флуктуациями плотности уровней.

Изменение энергии возбуждения от ядра к ядру является следствием изменения энергии связи, т. е. по существу отражает изменение структуры ядер. Поэтому наблюдаемая на рис. 16 корреляция указывает на связь полного сечения реакций со свойствами ядра-мишени в основном состоянии (формой поверхности, распределением ядерной плотности и т. п.).

Возможное объяснение изотопных эффектов в полных сечениях реакций под действием дейтронов и α -частиц было предложено в работе [64]. Речь идет о связи между полными сечениями реакций, вызванными заряженными частицами, и распределением плотности ядерного вещества. Для получения информации подобного рода авторы воспользовались дифракционной теорией для анализа сечений реакций на изотопах $^{58}, ^{60}, ^{64}\text{Ni}$ при энергии α -частиц 27,2 Мэв и оптической моделью ядра для анализа сечений реакций на изотопах $^{58}, ^{60}, ^{64}\text{Ni}$ при энергии дейтронов 13,6 Мэв.

Рассмотрим вначале приближения, лежащие в основе формулы (19). Во-первых, формула (19) не учитывает зависимости от кулоновского поля ядра. При использовании ее для анализа изменения полных сечений на изотопах одного элемента это обстоятельство не имеет существенного значения, так как правильный учет кулоновского взаимодействия (например, в рамках оптической модели) приводит лишь к перенормировке константы r_0 , не нарушая соотношения (19). Постоянство r_0 для различных изотопов и эффект перенормировки при изменении энергии или Z наглядно иллюстрирует рис. 15, г. Во-вторых, эта формула справедлива для абсолютно черного ядра с резкой границей. В действительности прозрачность ядра отлична от нуля и существует область вблизи поверхности ядра, где она плавно изменяется от некоторого малого значения ε внутри ядра до единицы вне ядра. Теоретическое сечение поглощения, полученное в квазиклассическом приближении, определяется формулой [65]:

$$\sigma_R \approx \pi (1 - \varepsilon^2) (R_0^2 + \pi^2 a^2 / 3) + 2\pi (1 - \varepsilon)^2 R_0 a, \quad (20)$$

где a — параметр диффузности границы ядра. Для абсолютно черного ядра ($\varepsilon = 0$) с резкой границей ($a = 0$) выражение (20) совпадает с геометрическим сечением поглощения πR_0^2 . Параметр R_0 в (20) соответствует такому расстоянию от центра ядра, на котором коэффициент прозрачности равен 0,5.

В-третьих, выражение (19) справедливо для сферически-симметричных ядер. Если ядро-мишень несферичное, то его геометрическое сечение будет всегда больше соответствующего сечения сферического ядра равновеликого объема. В случае эллипсоидальной формы ядра с малыми значениями параметра квадруполь-

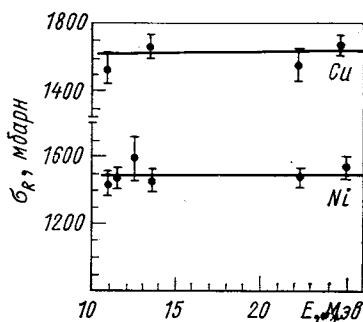


Рис. 17. Энергетическая зависимость полных дейтронных сечений реакций на ядрах Ni и Cu

ной деформации β и несферичности γ сечение поглощения для точечной налетающей частицы определяется следующей формулой [66]:

$$\sigma_R = \pi R_0^2 \{1 + \beta^2 [3 + 2 \cos(2\gamma - \pi/3)]/8\pi\}. \quad (21)$$

Учет конечных размеров налетающей частицы приводит к добавочному члену, который приближенно можно вычислить по формуле

$$\Delta\sigma_R \approx 2\pi R_0 r_\alpha \{1 + \beta^2 [25 + 14 \cos(2\gamma - \pi/3)]/64\pi\}. \quad (22)$$

Для аксиально-симметричных ядер ($\gamma = 0$ или $\gamma = \pi/3$) формулы (21) и (22) упрощаются и полное сечение поглощения α -частиц определяется следующим выражением:

$$\sigma_R = \sigma_R^0 (1 + \beta^2/2\pi), \quad (23)$$

где σ_R^0 — сечение поглощения сферического ядра, определенное формулой (19). Как следует из формул (20) и (23), размытие границы ядра и отклонение его формы от сферической увеличивают сечение поглощения по сравнению с расчетами по формуле (19) для абсолютно черного сферического ядра с резкой границей. Анализ данных по упругому рассеянию электронов на разделенных изотопах Ca [67], Ni [68] и Sn [69] показывает, что среднеквадратический радиус зарядового распределения не возрастает более быстро при добавлении нейтронов, чем следует из закона пропорциональности $A^{1/3}$.

Поскольку для легких и средних ядер радиус нейтронного распределения одинаков с зарядовым радиусом [69], то в рамках рассматриваемой модели разумно предположить, что параметр r_0 для различных изотопов одинаков. Определим следующее отношение:

$$\delta\sigma/\sigma \equiv (\sigma_R^s - \sigma_R^T)/\sigma_R^T, \quad (24)$$

характеризующее степень отклонения сечения поглощения для исследуемого изотопа от значения σ_R^T , вычисленного по формуле (19) или (20) при условии неизменности всех геометрических параметров для различных изотопов. Тогда получаемое на основе экспериментальных данных значение $\delta\sigma/\sigma$ можно попытаться объяснить теоретически: увеличением параметра деформации при росте числа нейтронов, увеличением параметра диффузности или учетом совместного действия обоих факторов.

Из формулы (23) видно, что при типичных изменениях параметра β ($\beta = 0,1-0,2$) ожидаемое увеличение сечения поглощения не превышает 0,8%, тогда как экспериментально наблюдаемое приращение сечения на ^{64}Ni на порядок больше ($\delta\sigma/\sigma = 9,4 \pm 3,8\%$). Для объяснения такого изменения сечения следовало бы допустить, что для ядра ^{64}Ni параметр деформации $\beta \geq 0,6$, что противоречит данным других экспериментов.

Рассмотрим влияние параметра диффузности на величину полного сечения реакций. Формула (20) справедлива для поглощения точечных частиц. Ее можно считать применимой и к поглощению α -частиц, если под R_0 подразумевать $r_0 A^{1/3} + r_\alpha$, где $r_\alpha = 1,1$ ферми — радиус половинной плотности α -частицы. Изменение сечения поглощения при переходе от ядра с числом нуклонов A к ядру с числом нуклонов $(A + n)$, при условии постоянства r_0 , определяется формулой

$$\Delta\sigma_R \equiv \sigma_R^{A+n} - \sigma_R^A \approx \frac{2}{3} \frac{n}{A} \pi R_0 (R_0 + a) + \left[\frac{2}{3} \pi^2 a + R_0 \left(2 - 4\varepsilon + \frac{2}{3} \frac{n}{A} \right) \right] \pi \Delta a - 4\pi R_0 a \Delta\varepsilon, \quad (25)$$

где Δa и $\Delta\varepsilon$ — изменение диффузности и прозрачности ядра при добавлении n нуклонов соответственно; $R_0 = r_0 A^{1/3} + r_\alpha$.

Из анализа упругого рассеяния α -частиц по оптической модели ядра известно, что параметр ε порядка 0,05. Считая его постоянным для всех изотопов Ni, можно найти значение Δa . Наблюдаемое на эксперименте увеличение сечения поглощения на ядре ${}^{64}\text{Ni}$ ($\delta\sigma/\sigma = 10,1 \pm 3,8\%$) можно объяснить в предположении, что диффузность изотопа ${}^{64}\text{Ni}$ примерно на 0,2 ферми больше, чем у ${}^{58}\text{Ni}$ [$a = 0,57$ ферми для ${}^{58}\text{Ni}$ [70] и $r_0 = 1,30$ ферми по формуле (19)].

Зависимость теоретических полных сечений реакций, рассчитанных по формуле (20), от параметра a для изотопов 58 , 60 , ${}^{64}\text{Ni}$ в предположении постоянства r_0 ($r_0 = 1,30$ ферми) дана на рис. 18. Из рисунка видно, что согласие с экспериментом (заштрихованные полосы) достигается при следующих значениях параметра a : $0,57 \pm 0,10$ ферми (${}^{58}\text{Ni}$); $0,75 \pm 0,20$ (${}^{60}\text{Ni}$); $0,85 \pm 0,10$ ферми (${}^{64}\text{Ni}$). Различие в диффузности для изотопов ${}^{58}\text{Ni}$ и ${}^{64}\text{Ni}$ выходит за пределы экспериментальных погрешностей и равно $0,28 \pm 0,20$ ферми. В действительности изменение диффузности может быть несколько меньшим, если предположить, что ядро ${}^{64}\text{Ni}$ является более несферичным, чем ядро ${}^{58}\text{Ni}$. Таким образом, возрастание значения экспериментального сечения поглощения на изотопах, превышающее ожидаемое в результате увеличения радиуса ядра при изменении числа нуклонов, можно объяснить увеличением размытия границы ядра. Качественно аналогичный результат получается также при анализе полных дейтонных сечений реакций на изотопах Ni в рамках оптической модели ядра.

В расчетах использовались параметры оптического потенциала, найденные ранее [71] из анализа упругого рассеяния дейтонов энергии 13,6 Мэв на изотопах Ni ($V = 72$ Мэв; $W = 17$ Мэв; $r_V = 1,35$ ферми; $r_W = 1,27$ ферми; $a_V = 0,73$ ферми; $a_W = 1,75$ ферми).

При вычислении σ_R все параметры потенциала фиксировались одинаковыми для всех исследуемых изотопов Ni, за исключением параметра a_W , который изменялся в пределах (1,6—2,1) ферми. Зависимость σ_R от a_W дана на рис. 19. Полные сечения реакций на изотопах Ni можно описать при следующих

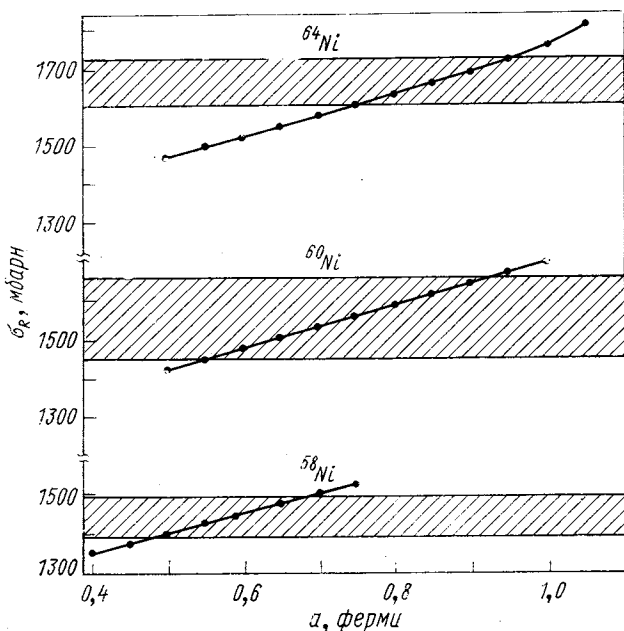


Рис. 18. Зависимость полных сечений реакций под действием α -частиц на изотопах Ni от параметра диффузности границы ядра:

заштрихованная область — экспериментальные значения σ_R (с учетом экспериментальных погрешностей); точки — расчет в квазиклассическом приближении

значениях параметра a_W : 1,65—1,85 ферми (^{58}Ni); 1,6—2,1 ферми (^{60}Ni); 1,95—2,10 ферми (^{64}Ni). Как видно из рис. 19, согласовать экспериментальные и теоретические сечения реакций на изотопах Ni при одинаковых значениях параметра a_W не удается. Согласно с экспериментом достигается в предположении, что изотоп ^{64}Ni имеет большую диффузность, чем изотоп ^{58}Ni . Кратко остановимся на качестве описания дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтронов на изотопах Ni с найденными наборами параметров потенциала. Экспериментальные и теоретические угловые распределения упругого рассеяния дейтронов на изотопах Ni показаны на рис. 20. Заштрихованные области соответ-

ствуют изменению дифференциальных сечений при изменении параметра a_w в пределах 1,65—1,75 ферми (^{58}Ni); 1,75—1,90 ферми (^{60}Ni); 1,90—2,10 ферми (^{64}Ni). Значения остальных параметров потенциала одинаковы для всех изотопов Ni. Полученные наборы

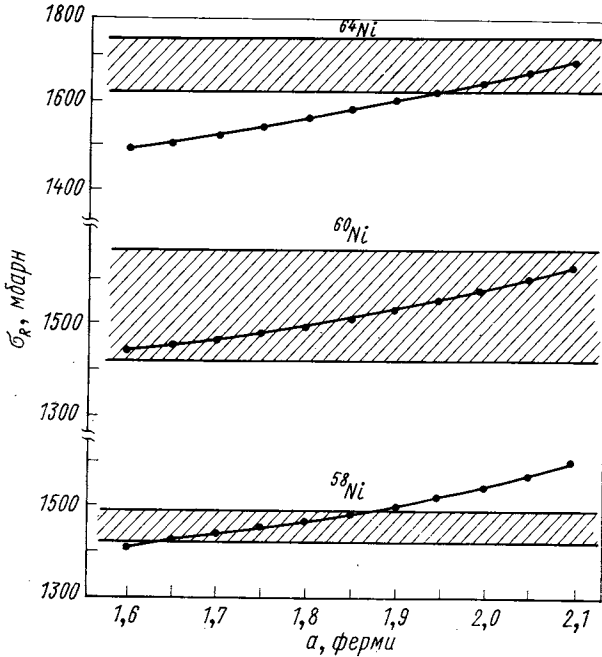


Рис. 19. Зависимость полных дейтронных сечений на изотопах Ni от диффузности мнимой части оптического потенциала:

заштрихованная область — экспериментальные значения σ_R (с учетом экспериментальных погрешностей); точки — расчет по оптической модели ядра

параметров оптического потенциала можно считать пригодными для совместного описания упругого рассеяния и полных сечений реакций на изотопах Ni.

Величина отношения $\delta a = a(^{64}\text{Ni})/a(^{58}\text{Ni})$, полученная из анализа экспериментальных дейтронных сечений реакций по оптической модели ядра ($\delta a = 1,23 \pm 0,14$), находится в хорошем согласии с отношением, полученным из анализа сечений поглощения α -частиц по дифракционной модели ядра ($\delta a = 1,49 \pm 0,35$). Проведем сравнение отношений диффузностей для изотопов Ni, полученных нами, с отношениями, найденными из анализа упругого рассеяния электронов на этих же изотопах [72]. Диффузность изо-

топа ^{64}Ni примерно на 2% больше диффузности изотопа ^{58}Ni , что значительно меньше полученного нами отношения. Радиусы ядер, найденные из рассеяния электронов на изотопах Ni [72], в пределах 1% описываются соотношением $R = r_0 A^{1/3}$. Диффузность, полученная из анализа упругого рассеяния электронов, характеризует спад протонной плотности на границе ядра. Поэтому наблюдаемое различие в значениях диффузностей для изотопов Ni, полученных из данных по упругому рассеянию электронов и полных

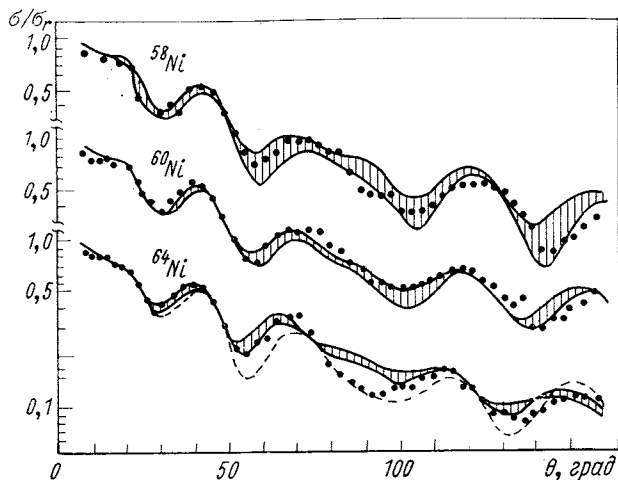


Рис. 20. Экспериментальные и теоретические угловые распределения на изотопах Ni: заштрихованные области соответствуют изменению дифференциальных сечений при изменении a_W в пределах: 1,65—1,75 (^{58}Ni); 1,75—1,90 (^{60}Ni); 1,90—2,10 ферми (^{64}Ni): — — — — соответствует $a_W = 1,75$ ферми

сечений реакций, можно интерпретировать как следствие существования более размытого распределения нейтронной плотности в поверхностном слое ядра. Целый ряд других экспериментальных фактов подтверждает сделанный вывод. Экспериментальные данные по развалу дейтонов при столкновении с изотопами Ni [73] также указывают на превышение диффузности изотопа ^{64}Ni по сравнению с изотопом ^{58}Ni . При анализе дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтонов с энергией 13,6 Мэв на четных изотопах Ni [61] ранее было показано, что для объяснения абсолютной величины упругого рассеяния на изотопе ^{58}Ni необходимо уменьшить параметр a по сравнению с остальными изотопами. Аналогичные изотопные эффекты обнаружены при анализе упругого рассеяния дейтонов с энергией 6,5 Мэв на изотопах Ni и Zn [62].

Вывод о возможности увеличения размытия ядерной поверхности с добавлением нейтронов можно сделать также из анализа зависимости усредненных параметров оптического потенциала от избытка нейтронов $(N - Z)/A$. Подробно этот вопрос будет обсуждаться в разд. 8. Сейчас укажем только на работу Кашубы и Козина [74], где анализировались дифференциальные сечения упругого рассеяния, полные сечения взаимодействия и поляризация для нейтронов с энергией около 4 Мэв на 20 элементах от Al до U. Для параметра диффузности действительной части оптического потенциала в работе [74] получено следующее выражение:

$$a = [0,568 + 0,813 (N - Z)/A] \text{ ферми.} \quad (26)$$

Эта зависимость характеризует изменение a не только при переходе от элемента к элементу, но и при изменении числа нейтронов в изотопе. В последнем случае вследствие постоянства Z при изменении N и A она будет наиболее ярко выражена. Соотношения, аналогичные (26), но для диффузности мнимой части потенциала, были установлены позднее при анализе нейтронных и протонных данных в широком диапазоне энергий [51, 53, 54] (см. разд. 8).

Интересно отметить, что представление полных сечений реакций как функции $(N - Z)/A$, а не функции A (или $A^{2/3}$), в значительной степени «регулизирует» закон изменения σ_R при переходе от ядра к ядру. Чтобы убедиться в этом, достаточно провести сравнение данных, представленных на рис. 11 и 16. Этот факт может служить дополнительным указанием на прямую связь между полным сечением и размытием ядерной поверхности.

Таким образом, совокупность экспериментальных данных для изотопов Ni может успешно интерпретироваться в предположении, что радиусы изотопов подчиняются обычному закону $R = r_0 A^{1/3}$, тогда как диффузность возрастает при переходе от легкого изотопа к более тяжелому в результате изменения плотности нейтронов в граничном слое ядра. По всей вероятности аналогичная ситуация имеет место и для других изотопов.

7. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФАЗ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

При использовании метода парциальных волн основной формулой для расчета полных сечений реакций является формула (4). Диагональные элементы S -матрицы

$$S_L = |S_L| \exp(i2\delta_L) = \text{Re } S_L + i \text{Im } S_L \quad (27)$$

можно определить из анализа упругого рассеяния многими способами. В потенциальном подходе они находятся решением уравнения Шредингера с соответствующими граничными условиями. Использование феноменологического комплексного псевдопотен-

циала для расчета полных сечений детально обсуждается в разд. 8. Другой способ определения $|S_L|$ и δ_L — фазовый анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния. Как известно, фазовый анализ целесообразно проводить при небольшом числе парциальных волн, так как многозначность анализа возрастает с увеличением L , т. е. с ростом энергии частиц E . Дело в том, что при низких энергиях довольно часто можно учитывать только действительные фазовые сдвиги δ_L , полагая $|S_L| = 1$. Это в два раза

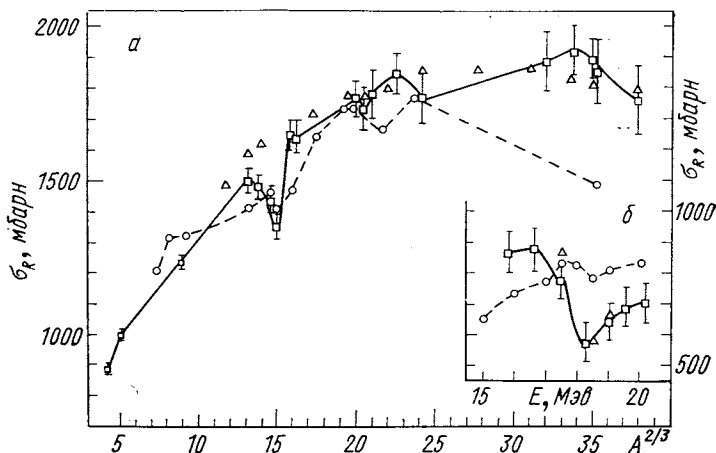


Рис. 21. Сравнение экспериментальных полных сечений реакций под действием α -частиц с теоретическими, рассчитанными с использованием ОМ и ПФА:

□ — эксперимент; ○ — расчет по ПФА; Δ — расчет по ОМ; σ_R — значения σ_R взяты из данных работы [44] при энергии α -частиц 40 Мэв;

σ_R^T — данные работ [56, 83]; б — энергетическая зависимость полных сечений реакций под действием α -частиц на ядре ^{12}C [46]

сокращает число фаз рассеяния. Следствием такого приближения является равенство нулю теоретического полного сечения реакций, что противоречит эксперименту. Переход к комплексным фазовым сдвигам (см., например, [90—92]) приводит к неоднозначному определению фаз рассеяния и, как следствие, к неопределенности в величине теоретического полного сечения реакций. Неудивительно поэтому, что фазовые сдвиги, прекрасно параметризующие дифференциальные сечения, могут предсказывать полные сечения реакций, существенно отличающиеся от экспериментально измеренных (см. пунктирную кривую на рис. 21). Таким образом, скорее экспериментальные полные сечения реакций можно использовать для уменьшения многозначности фазового анализа, чем фазовый анализ упругого рассеяния — для расчета полных сечений.

Чтобы уменьшить неоднозначность фазового анализа, можно постулировать некоторую функциональную зависимость $|S_L| \equiv \equiv \eta_L$ и δ_L от L типа

$$\eta_L = \eta(L, p_i), \quad (28)$$

$$\delta_L = \delta(L, p_i), \quad (29)$$

или эквивалентно

$$\operatorname{Re} S_L = \varphi(L, p_i); \quad (30)$$

$$\operatorname{Im} S_L = \psi(L, p_i), \quad (31)$$

и рассматривать L как непрерывный аргумент в интервале $[0, \infty]$. Постоянные p_i в (28) — (31) являются свободными параметрами, обеспечивающими наилучшую аппроксимацию η_L и δ_L (или $\operatorname{Re} S_L$ и $\operatorname{Im} S_L$) в точках $L = 0, 1, 2, \dots$. Процедура нахождения функциональных зависимостей (28) — (31) и значений постоянных p_i из анализа экспериментальных сечений реакций называется параметризованным фазовым анализом ПФА. Этот метод получил широкое распространение при анализе дифференциальных сечений упругого рассеяния различных типов частиц.

После классической работы Ахиезера и Померанчука [75], где использовалось однопараметрическое представление S -матрицы в виде

$$S_L = \begin{cases} 0 & L < L_0; \\ \exp(2i\sigma_L) & L > L_0, \end{cases} \quad (32)$$

было предложено большое число различных типов функциональных зависимостей (28) — (31). Многие из них рассмотрены в обзорах [76, 77], а также в работах Инопина и сотр. [78—81].

При небольшом числе свободных параметров (до пяти) удается вполне удовлетворительно объяснить угловые распределения в области углов $\theta \leq 60^\circ$, используя для расчета сечений сравнительно простые аналитические выражения. Возможности использования ПФА для расчета полных сечений реакций исследованы пока еще недостаточно. Будем различать два случая: 1) аналитический, когда в результате упрощенного выбора параметризации (28) — (31) ряд (4) можно вычислить аналитически и 2) численный. В работе [77] для трехпараметрического представления S -матрицы

$$\operatorname{Re} S_L = \varphi(L, L_0, \Delta); \quad (33)$$

$$\operatorname{Im} S_L = b \partial \varphi / \partial L, \quad (34)$$

где

$$\varphi(L, L_0, \Delta) = \{1 + \exp[(L - L_0)/\Delta]\}^{-1}, \quad (35)$$

получено следующее простое выражение для сечения поглощения:

$$\sigma_R = \pi \left(\frac{L_0}{k}\right)^2 \left[1 + \frac{\pi}{3} \left(\frac{\Delta}{L_0}\right)^2\right] - \frac{\pi}{3k^2} \frac{L_0}{\Delta} b^2, \quad (36)$$

где L_0 , Δ и b — параметры, которые находятся из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния.

Для расчета полных сечений реакций на ^{27}Al под действием α -частиц с энергией 27,2 Мэв была использована формула (36). Из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния были найдены следующие значения параметров: $L_0 = 11,5$; $\Delta = 0,62$ и $b = 1,08$, которые соответствуют $\sigma_R = 1000$ мбарн, что примерно на 13% меньше экспериментального значения. Учитывая простой вид формулы (36) и отсутствие свободных параметров, полученный результат можно считать вполне удовлетворительным. Если использовать точную формулу (4) и пятипараметрические представления S -матрицы в виде

$$\text{Re } S_L = \varphi(L, L_{01}, \Delta_1); \quad (37)$$

$$\text{Im } S_L = b \frac{\partial \varphi(L, L_{02}, \Delta_2)}{\partial L_{02}}, \quad (38)$$

то в том же случае получится $\sigma_R = 1211$ мбарн, т. е. примерно на 7% выше экспериментального значения. Параметры $L_{01} = 11,34$; $L_{02} = 11,75$; $\Delta_1 = 0,74$; $\Delta_2 = 0,70$ и $b = 1,08$ определяются из анализа упругого рассеяния [82].

Параметризации (37) и (38) использовались для расчета полных сечений реакций под действием α -частиц с энергией 39—44 Мэв [83], где по ПФА проводился анализ упругого рассеяния α -частиц на большом числе ядер. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными сечениями Айго и Вилкинса [44] при $E_\alpha = 40$ Мэв на рис. 21. Как видно из рисунка, во многих случаях расхождение между расчетами по ПФА и экспериментом значительно превышает экспериментальные погрешности.

При использовании достаточно большого числа свободных параметров в ПФА можно добиться детального описания экспериментальных данных по упругому рассеянию и полным сечениям. Эти параметры должны находиться минимизацией функционала типа

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \omega_i [\sigma^T(\theta_i) - \sigma^g(\theta_i)]^2 + \omega_R [\sigma_R^T - \sigma_R^g], \quad (39)$$

где N — число экспериментальных точек в угловом распределении; $\sigma(\theta)$ — дифференциальные сечения упругого рассеяния; ω_i — некоторые весовые множители. Чисто вычислительные проблемы в данном случае по своей трудоемкости приближаются к тем, которые присущи численному интегрированию уравнения Шредингера с оптическим потенциалом взаимодействия. В то же самое время при одном и том же числе свободных параметров ОМ описывает дифференциальные сечения упругого рассеяния в большем

диапазоне углов, чем ПФА, поэтому при использовании численных методов применение ОМ для одновременного анализа дифференциальных и полных сечений является предпочтительным.

8. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ

Используемый в настоящее время для описания экспериментов по рассеянию и ядерным реакциям многопараметрический потенциал оптической модели позволяет объяснить большую совокупность экспериментальных фактов. Однако любой физический эксперимент определяет лишь некоторую область в параметрическом пространстве, граница которой размыта вследствие погрешности экспериментальных данных. Поэтому для получения однозначных результатов требуется постановка нескольких опытов. К совокупности таких опытов можно отнести эксперименты по определению дифференциальных и полных сечений реакций и поляризации. Параметрические области, определенные при помощи каждого из указанных экспериментов, могут частично перекрываться, позволяя получать однозначную информацию о параметрах и форме потенциала. С другой стороны, очень полезно иметь наборы потенциалов, которые позволяют находить и, возможно, предсказывать наблюдаемые экспериментальные значения с достаточно высокой точностью.

Используемый в настоящее время оптический потенциал имеет следующий вид:

$$U(r) = V_c(r) - V f_s(x) - i [W_s f(x) + W_{D(G)} f_{D(G)}(x)] + V_{s0}(r) \mathbf{LS}, \quad (40)$$

где

$$f_s(x) = (1 + \exp x)^{-1};$$

$$f_D(x) = -4a \frac{d}{dr} f_s(x);$$

$$f_G(x) = \exp(-x^2);$$

$$V_{s0}(r) = \left(\frac{\hbar^2}{m\pi c} \right)^2 V_{s0} \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} f_s(x);$$

$$x = (r - r_0 A^{1/3})/a,$$

$V_c(r)$ — кулоновский потенциал взаимодействия налетающей частицы с ядром; V и W — глубины действительной и мнимой частей потенциала; $f_s(x)$ — форм-фактор Саксона — Вудса; $f_{D(G)}(x)$ — форм-фактор мнимой части в виде производной от форм-фактора Саксона — Вудса (или в виде гауссиана); r и a — параметры радиуса и диффузности соответственно [в общем случае они различны для различных компонентов потенциала (40)]. Последний член формулы (40) определяет спин-орбитальное взаимодействие

налетающей частицы с ядром (S -спиновый оператор; L — орбитальный момент налетающей частицы). В дальнейшем для сокращенной записи потенциала (40) указываются только индексы функции $f(x)$ в (40) и число свободных параметров центрального ядерного потенциала. Например, оптический потенциал с поверхностным поглощением в виде (40) и с различными геометрическими параметрами для действительной и мнимой частей обозначается $SD\delta$ и т. п.

Дифференциальные сечения и сечения поглощения можно вычислить с помощью соотношений:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A(\theta)|^2; \quad (41)$$

$$\sigma_a = \frac{\pi^2}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1)(1-|S_L|^2); \quad (42)$$

$$A(\theta) = A_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1)(S_L-1) \exp(2i\sigma_L) P_L(\cos \theta), \quad (43)$$

где $A_c(\theta) = (-\gamma/2k) \operatorname{cosec}^2(\theta/2) \exp(2i\sigma_0 - 2i\gamma \ln \sin \theta/2)$ — амплитуда кулоновского рассеяния; $\gamma = mZ_1Z_2e^2/(k\hbar)^2$ — кулоновский параметр. Сечение поглощения σ_a включает в себя сумму парциальных сечений неупругих процессов $\sum_{i=1}^N \sigma_i$ и сечение упругого рассеяния с образованием составного ядра σ_{CE} :

$$\sigma_a = \sum_{i=1}^N \sigma_i + \sigma_{CE}, \quad (44)$$

где суммирование идет по всем открытым каналам реакций. В настоящее время экспериментально можно определить лишь полное сечение реакций σ_R , которое включает в себя сумму сечений неупругих процессов: $\sigma_R = \sum_{i=1}^N \sigma_i$. В то же время теоретически вычисляются сечения поглощения σ_a . Такое положение затрудняет сравнение экспериментальных данных с расчетами по оптической модели ядра при низких энергиях, когда сечение упругого рассеяния через составное ядро σ_{CE} велико.

Оптическая модель успешно применяется для описания упругого рассеяния и поляризации протонов, упругого рассеяния

дейтонов и α -частиц. К сожалению, получаемые наборы параметров оптических потенциалов неоднозначны. Существует два типа многозначностей действительной части оптического потенциала: а) непрерывная многозначность, когда небольшое изменение одного параметра компенсируется изменением других; б) дискретная многозначность, когда при данном радиусе действительной части потенциала хорошее согласие наблюдается с семейством потенциальных глубин. Существует также многозначность в выборе мнимой части оптического потенциала, которая присуща всем типам частиц.

К моменту появления первых работ по экспериментальному определению полных сечений реакций анализ по оптической модели ядра в энергетическом диапазоне 10—100 *Мэв* был в основном ограничен упругим рассеянием протонов и полными нейтронными сечениями. Однако уже в анализе Саксона и Гласгольда [14, 15] была показана необходимость включения в анализ по оптической модели ядра полных протонных сечений как дополнительного эксперимента, способного уменьшить неоднозначность параметров оптического потенциала и выбор форм-фактора мнимой части потенциала.

Значение полного сечения реакций, как следует из (5), определяет мнимая часть потенциала. Однако это не означает, что параметры действительной части потенциала несущественны для анализа экспериментальных данных по полным сечениям реакций: в рамках оптической модели ядра процессы упругого рассеяния и поглощения неотделимы друг от друга и должны описываться одним и тем же потенциалом. Таким образом, вычисление σ_R необходимо проводить одновременно с вычислением $d\sigma/d\Omega$ и, сравнивая оба значения с экспериментом, методом последовательных приближений находить оптимальные значения параметров оптического потенциала.

Полные протонные сечения реакций. В течение последних нескольких лет проводилось систематическое изучение упругого рассеяния и поляризации протонов в диапазоне энергий 9—60 *Мэв* [51, 53, 54]. Найдены единые наборы параметров оптических потенциалов, способные описать экспериментальные данные по упругому рассеянию и поляризации в широком диапазоне энергий и атомных масс. Однако в большинстве случаев получаемая информация относится к действительной части ОП и спин-орбитальному потенциалу.

С другой стороны, выполненный Переем детальный анализ упругого рассеяния протонов с энергией 9—22 *Мэв* [30] показывает, что учет зависимости от $(N - Z)/A$ в действительной части ОП хорошо объясняет упругое рассеяние и поляризацию, но не объясняет экспериментально наблюдаемых сечений реакций.

Из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния и поляризации в диапазоне энергий протонов 30—61,4 Мэв [53, 54] найдено следующее выражение для действительной части ОП:

$$V = 49,9 - 0,22E_p + 0,4Z/A^{1/3} + 26,0(N - Z)/A.$$

Перейдем к анализу информации, полученной на основе оптической модели ядра с учетом экспериментальных данных по полным сечениям реакций.

Бечети и Гринлис [51] провели глобальный поиск параметров ОП в диапазоне энергий протонов 10—40 Мэв, основываясь на экспериментальных данных по упругому рассеянию [сорок значений $\sigma(\theta)$], поляризации [двадцать восемь значений $P(\theta)$] и полным сечениям реакций (восемь значений σ_R). Включение в анализ экспериментальных данных по полным сечениям реакций оказалось полезным с точки зрения уточнения зависимости параметров W_S , r_W и a_W от A и E . Для описания сечений реакций наилучшим оказалось введение члена, пропорционального $(N - Z)/A$, в диффузность мнимой части ОП. Из поиска найдены следующие выражения для параметризации V , W_S , W_D и a_W :

$$\left. \begin{aligned} V &= 54,0 - 0,32E_p + 0,4Z/A^{1/3} + 24,0(N - Z)/A; \\ W_S &= 0,22E_p - 2,7; \\ W_D &= 11,8 - 0,25E_p + 12,0(N - Z)/A; \\ a_W &= 0,51 + 0,7(N - Z)/A. \end{aligned} \right\} (45)$$

Бечети и Гринлис [51] анализировали также экспериментальные данные по упругому рассеянию нейтронов [тридцать значений $\sigma(\theta)$], поляризации [четыре значения $P(\theta)$] и полным сечениям (двадцать восемь значений σ_T) в диапазоне энергий нейтронов до 24 Мэв. Параметризации W_S и W_D , полученные из наилучшего согласия с нейтронными данными, имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} W_S &= 0,22E_n - 1,56; \\ W_D &= 13,0 - 0,25E_n - 12,0(N - Z)/A. \end{aligned} \right\} (46)$$

В работе [51] получено выражение для действительной части ОП, дающее хорошее описание нейтронных и протонных данных:

$$\left. \begin{aligned} V_n &= 55,2 - 0,32E_n - 24,0(N - Z)/A; \\ V_p &= 55,2 - 0,32E_p - 24,0(N - Z)/A + 0,27Z/A^{1/3}. \end{aligned} \right\} (47)$$

Влияние полных сечений реакций на выбор зависимости глубины мнимой части ОП от энергии и члена ядерной симметрии в диапазоне энергий протонов 30—61,4 Мэв исследовалось в работе [33]. На рис. 22 приведена зависимость $W_D a_W$ от члена $(N - Z)/A$, найденная из анализа упругого рассеяния, поляризации и полных сечений реакций при энергиях протонов 30, 40 и 61,4 Мэв.

Ярко выражена тенденция увеличения W_{DaW} с ростом $(N - Z)/A$. Так как поглощение на ядерной поверхности пропорционально W_{DaW} , то зависимость от $(N - Z)/A$ можно включить как в W_D [30, 84], так и в a_W [51]. На основе проведенного анализа была найдена следующая параметризация W_S , W_D и a_W :

$$\left. \begin{aligned} W_S &= 1,2 + 0,09E_p; \\ W_D &= 4,2 - 0,05E_p + 15,5(N - Z)/A; \\ a_W &= 0,74 - 0,08E_p + 1,0(N - Z)/A. \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Сравнение (45) и (48) показывает, что использование полных сечений реакций для параметризации параметров мнимой части ОП приводит к уточнению зависимости W_S и W_D от энергии: с ростом энергии объемная часть потенциала увеличивается, а поверхностная — уменьшается. Из анализа также следует, что диффузность мнимой части ОП зависит от энергии: с увеличением энергии диффузность уменьшается.

Сатчлер [84], анализируя рассеяние нейтронов энергии 24 Мэв с ОП, взятым из анализа рассеяния протонов энергии 30 Мэв, показал, что полные сечения и сечения неупругих процессов оказывают большее влияние на выбор зависимости W_D от $(N - Z)/A$, чем дифференциальные сечения упругого рассеяния.

Из сравнения (45) и (46) для W_D , полученных соответственно из анализа протонных и нейтронных данных, следует, что они практически одинаковы за исключением знака перед членом $(N - Z)/A$. Влияние выбора знака перед членом $(N - Z)/A$ в $W_D^{(\pm)}$ на качество описания полных сечений и сечений неупругих процессов для нейтронов с энергией 24 Мэв исследовалось в работе [84]. Результаты приведены на рис. 23, из которого видно, что оба процесса успешно описываются лишь с $W_D^{(-)}$. Аналогичный результат получен в работе [33], в которой использовалась параметризация (48) для описания нейтронных данных. Это обстоятельство можно интерпретировать как следствие пропорциональности комплексного потенциала члену $(t \cdot T)$, что аналогично учету изоспиновой зависимости в потенциале Лейна [93]. Таким обра-

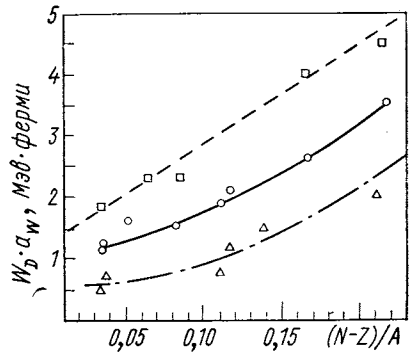


Рис. 22. Зависимость $W_D a_W$ от члена $(N - Z)/A$ при описании упругого рассеяния, поляризации и полных сечений реакций протонов с энергиями 30 (□); 40 (○); 61,4 Мэв (△). Данные взяты из работы [33]

зом, зависимость мнимой части ОП от члена $(N - Z)/A$ не указывает на различие $n - p$ - и $p - p$ -взаимодействий. Сатчлер [85] отмечает, что зависимость от $(N - Z)/A$ отражает изменение в геометрии ядерной поверхности, где наблюдается наибольшее поглощение. Об этом свидетельствуют и результаты работы [64], в которой исследовались изотопные эффекты в полных сечениях реакций под действием дейтронов и α -частиц, а также зависимость σ_R от $(N - Z)/A$, обсуждавшаяся в разд. 5 и 6.

Глобального исследования зависимости параметров мнимой части ОП от энергии и члена ядерной симметрии в случае других типов частиц не проводилось. Отметим, что подобный анализ на основе экспериментальных данных по полным сечениям реакций под действием дейтронов и α -частиц в настоящее время невозможен из-за отсутствия данных в широком диапазоне энергий и атомных масс.

Полные сечения реакций под действием дейтронов. В работе [43] проведено сравнение экспериментальных полных дейтронных сечений реакций с теоретическими, полученными из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния [71] с использованием единых [55] и оптимальных наборов ОП. Если сечения, вычисленные с едиными наборами ОП, лишь качественно передают ход

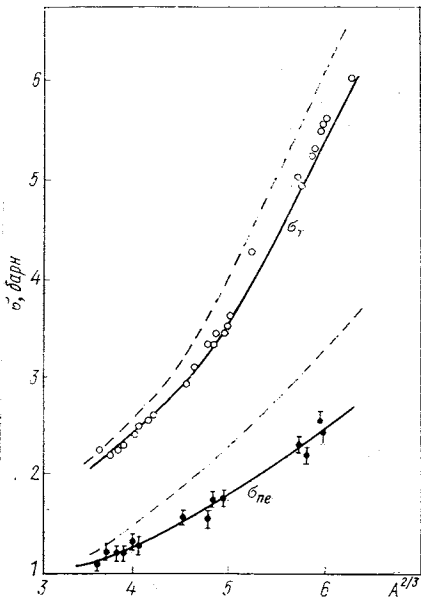


Рис. 23. Измеренные и предсказанные значения полных сечений и сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергией 24 Мэв. Данные взяты из работы [84]:

— — — — расчет с $W_D^{(-)}$; - - - - - с $W_D^{(+)}$

экспериментальных сечений, то при использовании оптимальных параметров удастся согласовать экспериментальные и теоретические сечения практически для всех анализируемых ядер [41, 43]. Согласие с экспериментом достигается в основном за счет изменения таких параметров ОП, как W , r_W и a_W . Привлечение экспериментальных данных по полным дейтронным сечениям реакций оказалось полезным с точки зрения уменьшения наборов параметров ОП. В частности, экспериментально полученные значения σ_R для ядер Fe и ^{68}Cu удалось объяснить с помощью лишь одного

набора ОП, тогда как в работе [71] приводится одиннадцать наборов ОП для Fe и три — для ^{63}Cu . Величина σ_R на ядре ^{64}Ni описывается восемью наборами ОП из приведенных двадцати четырех. Сужение области непрерывной многозначности для ядер Ni и Fe оказалось возможным за счет исключения потенциалов с $a_V \geq 0,74$ ферми. Далее, ни один из наборов ОП, приведенных в работе [71] для ядер ^{59}Co и ^{65}Cu (восемь для ^{59}Co и три для ^{65}Cu), не дает объяснения экспериментальной величины σ_R . Выполненный в работе [43] анализ, в частности, свидетельствует о необходимости получения экспериментальных данных с большой точностью. Так, для ядра ^{60}Ni (погрешность определения примерно 8%) все восемнадцать наборов, приведенные в работе [71], одинаково пригодны для объяснения σ_R .

Чувствительность полных сечений реакций к выбору фактора мнимой части ОП можно проследить на примере ^{64}Ni . Для ядра ^{64}Ni в работе [71] имеются оптимальные параметры типа SS4 и SG6. Сечения поглощения с оптимальными параметрами типа SS4 примерно на 21% меньше σ_R (погрешность 4%). ОП типа SG6 удовлетворительно описывают экспериментальное значение сечения.

Использование полных сечений реакций оказалось полезным и в случае исследования дискретной многозначности. Так называемые «мелкие» ОП, для которых значения $V \lesssim 30$ Мэв, во всех исследованных случаях (63 , ^{65}Cu , ^{59}Co , ^{64}Ni) предсказывают теоретические сечения меньше экспериментальных в среднем примерно на 15% (погрешность определения сечений равна соответственно 5, 4, 3 и 4%). Таким образом, из работы [43] следует, что для описания полных сечений реакций при энергии дейтронов 13,6 Мэв непригодны четырехпараметрические ОП с объемным поглощением и «мелкие» шестипараметрические потенциалы.

Полные сечения реакций под действием α -частиц. Известно, что при анализе упругого рассеяния α -частиц по оптической модели ядра наблюдаются дискретная многозначность в выборе глубины действительной части потенциала и непрерывная многозначность типа $Vr^2 = \text{const}$. При одинаковых значениях геометрических параметров для действительного и мнимого потенциалов некоторое предпочтение следует отдать потенциалу с объемным поглощением, использование которого для расчета $d\sigma/d\Omega$ приводит к лучшему согласию с экспериментом в области передних углов рассеяния. При разных значениях геометрических параметров для действительного и мнимого потенциалов качество описания угловых распределений упругого рассеяния примерно одинаково для объемного и поверхностного поглощения.

Перейдем к анализу информации, полученной из сравнения экспериментальных полных сечений реакций с теоретическими, вычисленными по оптической модели ядра. Изменение теоретиче-

ских сечений реакций на ядре ^{27}Al при изменении параметров ОП (используется четырехпараметрический ОП) приведено на рис. 24. Отчетливая корреляция наблюдается лишь между полными сечениями и параметром диффузности: σ_R увеличивается с ростом

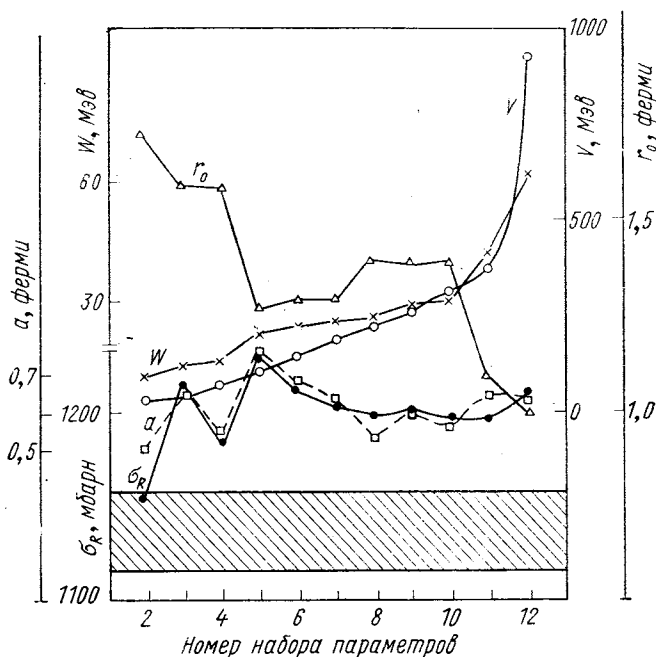


Рис. 24. Зависимость теоретических полных сечений реакций на ядре Al от параметров ОП (объемное поглощение):

заштрихованная область соответствует экспериментальному значению σ_R (с учетом погрешностей эксперимента); ● — σ_R^T , □ — α , × — W (левая шкала); ○ — V , Δ — γ_0 (правая шкала)

диффузности. Однако, как видно из рисунка, согласие с экспериментом получено лишь с одним набором ОП. Анализ полных сечений под действием α -частиц с энергией 27,2 Мэв [43] показал, что потенциал, учитывающий объемное и поверхностное поглощение, лучше подходит для описания сечений реакций на ядре ^{27}Al . Из анализа [43] полных сечений реакций на ядрах средней атомной массы при энергии α -частиц 27,2 Мэв следует, что использование четырех- и шестипараметрических потенциалов с объемным поглощением в большинстве случаев не приводит к согласию с экспериментальными сечениями, хотя дифференциальные сечения

упругого рассеяния описываются такими потенциалами вполне удовлетворительно.

В работе [86] проводилось детальное сопоставление потенциалов типа SS_4 и SD_4 , соответствующих восьми дискретным областям непрерывной многозначности в диапазоне изменения V от 40 до 300 $Mэв$ для описания упругого рассеяния α -частиц с энергией 27,2 $Mэв$ на ядре ^{60}Ni . Сравнение теоретических полных сечений, вычисленных в работе [86], с экспериментально измеренной величиной σ_R [43] показывает, что удовлетворительное согласие с экспериментом имеет место только для потенциала типа SD_4 . Теоретические сечения, вычисленные с потенциалом SS_4 , для всех дискретных наборов меньше экспериментальных. Однако угловая зависимость дифференциальных сечений лучше параметризуется потенциалом SS_4 , что лишний раз указывает на необходимость совместного анализа обоих экспериментов для получения реалистической информации об оптическом потенциале.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерение полных сечений реакций за последние 10—15 лет превратилось в плодотворное направление ядерной физики, позволяющее получать важную информацию о размерах ядер, распределении в них ядерной материи, особенностях этих характеристик для изотопов и изотонов и т. д. Так как эти величины являются отражением особенностей детальной структуры ядер, их измерение имеет большое значение для дальнейшего развития наших представлений о строении ядер.

Важное значение приобретает измерение полных сечений и в отборе наиболее достоверных параметров оптического потенциала, что имеет самостоятельное значение и важно для успешного использования метода искаженных волн и метода связанных каналов. Таким образом, дальнейшее расширение этого направления будет способствовать развитию теории ядра и теории ядерных реакций. Чтобы более успешно использовать данные о полных сечениях реакций для этих целей, очень важно понизить погрешность измерения полных сечений, доведя ее до 1% и ниже. Одной из основных экспериментальных задач здесь является разработка прецизионных методов определения толщин мишеней.

Необходимо продолжить измерения полных сечений реакций на мишенях из разделенных изотопов, особенно функции возбуждения, что позволит получать данные о распределении плотности в поверхностном слое ядра. Желательно ставить эксперименты на одних и тех же ядрах мишеней с различными типами частиц и проводить их совместную обработку с целью получения согласованных результатов. Большой интерес представляет включение полных сечений реакций в глобальный поиск единых параметров

оптического потенциала сложных частиц. В настоящее время ощущается острый дефицит экспериментальных данных, пригодных для этой цели.

Особое место среди нерешенных задач занимает ликвидация белых пятен в исследовании полных сечений реакций. Это прежде всего развитие методов расчета полных сечений с учетом структуры сталкивающихся ядер. Такие методы необходимы для интерпретации уже имеющихся экспериментов с дейтонами и ионами ${}^4\text{He}$, и они еще более необходимы при переходе к новым экспериментам — измерению полных сечений реакций под действием тяжелых ионов. Укажем также на отсутствие экспериментальных данных по полным сечениям реакций под действием тритонов.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Полные сечения реакций под действием протонов

Ядро	$E, \text{ Мэв}$	$\sigma_R, \text{ мбарн}$	Литература	Ядро	$E, \text{ Мэв}$	$\sigma_R, \text{ мбарн}$	Литература
Be	9,93 (a)	633 ± 14	[7]	C	21,80 (a)	441 ± 21	[87]
	10,15 (a)	663 ± 14	[7]		22,00 (r)	420 ± 42	[88]
	16,20 (a)	571 ± 18	[38]		23,80 (a)	435 ± 18	[87]
	17,00 (a)	599 ± 17	[38]		25,00 (r)	376 ± 40	[4]
	18,50 (a)	555 ± 15	[38]		25,30 (a)	416 ± 19	[87]
	20,00 (a)	542 ± 15	[38]		26,40 (a)	378 ± 18	[87]
	21,90 (a)	530 ± 16	[38]		28,00 (a)	396 ± 13	[87]
	24,20 (a)	519 ± 17	[38]		29,00 (a)	418 ± 18	[25]
	26,60 (a)	484 ± 17	[38]		30,00 (a)	447 ± 20	[33]
	28,00 (a)	474 ± 13	[38]		34,00 (a)	445 ± 20	[3]
	99,30 (б)	231 ± 7	[10]		40,00 (a)	371 ± 11	[33]
					42,00 (r)	405 ± 35	[88]
					49,50 (a)	345 ± 13	[33]
					54,00 (r)	355 ± 50	[4]
C	9,88 (a)	195 ± 47	[37]	60,80 (a)	310 ± 13	[33]	
	9,94 (a)	229 ± 19	[7]	61,00 (a)	200 ± 13	[16]	
	10,16 (a)	332 ± 19	[7]	99,30 (б)	245 ± 7	[10]	
	10,20 (a)	181 ± 53	[37]	134,00 (a)	220 ± 24	[89]	
	10,40 (a)	434 ± 58	[37]				
	10,72 (a)	318 ± 61	[37]				
	13,51 (a)	207 ± 39	[37]				
	13,77 (a)	380 ± 43	[37]				
	14,54 (a)	324 ± 42	[37]	F	99,10 (б)	353 ± 10	[10]
	14,79 (a)	235 ± 40	[37]				
	16,20 (a)	430 ± 16	[87]				
	16,48 (a)	382 ± 32	[31]	Mg	9,15 (a)	602 ± 25	[29]
	17,30 (a)	431 ± 17	[87]		16,47 (a)	712 ± 56	[31]
	17,41 (a)	343 ± 24	[37]		99,10 (б)	399 ± 12	[10]
	18,60 (a)	417 ± 17	[87]				
	19,46 (a)	401 ± 24	[37]				
	19,90 (a)	438 ± 17	[87]	${}^{27}\text{Al}$	8,80 (a)	674 ± 45	[28]
21,10 (a)	448 ± 17	[87]		8,87 (б)	650 ± 26	[36]	
				9,37 (б)	650 ± 26	[36]	

Продолжение

Ядро	E , Мэв	σ_R , мбарн	Лите- ратура	Ядро	E , Мэв	σ_R , мбарн	Лите- ратура	
^{27}Al	9,85 (в)	741 ± 60	[18]	V	8,80 (а)	730 ± 30	[28]	
	9,88 (б)	594 ± 26	[36]		9,85 (в)	717 ± 170	[18]	
	9,90 (а)	656 ± 28	[7]		9,96 (а)	782 ± 62	[7]	
	10,12 (а)	704 ± 28	[7]		99,90 (б)	692 ± 20	[10]	
	10,39 (б)	610 ± 26	[36]	^{51}V	6,75 (в)	646 ± 43	[27]	
	16,29 (а)	701 ± 34	[31]		60,80 (а)	787 ± 35	[33]	
	29,00 (а)	775 ± 37	[25]	Cr	28,00 (а)	980 ± 41	[32]	
	34,00 (а)	600 ± 42	[3]					
	40,00 (а)	645 ± 35	[33]	^{52}Cr	60,80 (а)	708 ± 190	[33]	
	60,80 (а)	499 ± 27	[33]					
	61,00 (а)	392 ± 25	[16]	Ca	Mn	6,75 (в)	505 ± 43	[27]
	99,40 (б)	430 ± 12	[10]					
	134,00 (а)	373 ± 37	[89]		^{54}Fe	14,50 (а)	865 ± 16	[8]
						40,00 (а)	856 ± 37	[33]
			60,80 (а)		798 ± 32	[33]		
			^{56}Fe		14,50 (а)	1012 ± 19	[8]	
					28,50 (а)	1140 ± 43	[26]	
					40,00 (а)	991 ± 43	[33]	
					60,80 (а)	899 ± 32	[33]	
			^{57}Fe		14,50 (а)	976 ± 14	[8]	
					40,00 (а)	1124 ± 130	[33]	
					60,80 (а)	783 ± 120	[33]	
Sc	6,75 (в)	433 ± 57	[27]		^{58}Fe	14,50 (а)	1069 ± 20	[8]
	99,30 (б)	634 ± 18	[10]			40,00 (а)	1313 ± 130	[33]
			60,80 (а)	1059 ± 90		[33]		
Ti	9,15 (а)	750 ± 24	[29]	Fe	8,90 (а)	680 ± 50	[28]	
	9,85 (в)	733 ± 40	[18]		9,21 (б)	693 ± 32	[36]	
	9,99 (а)	817 ± 44	[7]		9,72 (б)	760 ± 31	[36]	
	10,22 (а)	830 ± 44	[7]		9,85 (в)	865 ± 52	[18]	
	99,20 (б)	674 ± 19	[10]		9,97 (а)	747 ± 47	[7]	
^{49}Ti	14,50 (а)	931 ± 19	[8]		10,20 (а)	759 ± 47	[7]	
					10,23 (б)	809 ± 30	[36]	
^{50}Ti	60,80 (а)	853 ± 80	[33]		10,74 (б)	833 ± 29	[36]	
					11,25 (б)	828 ± 29	[36]	
					28,00 (а)	973 ± 35	[32]	

Продолжение

Ядро	Е, Мэв	σ_R , мбарн	Литература	Ядро	Е, Мэв	σ_R , мбарн	Литература	
Fe	34,00 (а)	902±72	[3]	Ni	16,33 (а)	898±53	[31]	
	61,00 (а)	617±40	[16]		28,00 (а)	950±32	[32]	
	99,10 (б)	747±21	[10]		29,00 (а)	1023±40	[25]	
			98,50 (б)		771±22	[10]		
⁵⁹ Co	8,72 (б)	693±36	[36]	⁶³ Cu	6,75 (в)	497±44	[27]	
	8,80 (а)	825±40	[28]		8,70 (а)	746±50	[28]	
	9,25 (б)	766±34	[36]		9,10 (а)	751±29	[29]	
	9,78 (б)	840±31	[36]		9,11 (б)	725±35	[36]	
	10,32 (б)	902±30	[36]		9,85 (в)	845±92	[18]	
	28,00 (а)	1068±40	[32]		10,00 (в)	875±60	[21]	
	28,50 (а)	1169±39	[26]		10,14 (б)	808±30	[36]	
	40,00 (а)	1042±52	[33]		11,18 (б)	855±26	[36]	
	60,80 (а)	798±32	[33]		14,50 (а)	985±18	[8]	
	98,70 (б)	780±22	[10]					
⁵⁸ Ni	8,80 (а)	622±55	[28]		⁶⁵ Cu	6,75 (в)	613±29	[27]
	9,14 (б)	547±33	[36]			8,70 (а)	735±55	[28]
	14,50 (а)	927±27	[8]	9,10 (а)		754±27	[29]	
	28,50 (а)	1038±32	[26]	9,15 (б)		676±32	[36]	
	30,00 (а)	1011±30	[33]	9,85 (в)		974±76	[18]	
	40,00 (а)	955±34	[33]	10,00 (в)		855±60	[21]	
	49,50 (а)	856±29	[33]	10,18 (б)		804±29	[36]	
	60,80 (а)	807±25	[33]	11,20 (б)		890±26	[36]	
			14,50 (а)	1000±14		[8]		
⁶⁰ Ni	8,80 (а)	728±55	[28]	Cu		8,78 (б)	680±36	[36]
	9,23 (б)	709±37	[36]		8,80 (а)	735±30	[28]	
	14,50 (а)	978±16	[8]		9,00 (а)	895±80	[24]	
	28,50 (а)	1053±51	[26]		9,05 (а)	768±25	[29]	
	40,00 (а)	982±42	[33]		9,15 (б)	710±33	[36]	
60,80 (а)	841±30	[33]	9,30 (а)		930±70	[6]		
⁶² Ni	14,50 (а)	1067±20	[8]		9,52 (б)	740±32	[36]	
	40,00 (а)	1074±90	[33]		9,85 (б)	790±32	[9]	
	60,80 (а)	977±76	[33]		9,90 (а)	805±43	[7]	
⁶⁴ Ni	40,00 (а)	1089±90	[33]		10,12 (а)	816±43	[7]	
	60,80 (а)	1063±74	[33]		10,19 (б)	798±31	[36]	
Ni	9,68 (б)	603±33	[36]		10,36 (б)	815±30	[36]	
	9,85 (в)	713±40	[18]		10,70 (б)	830±29	[36]	
	9,92 (а)	666±42	[7]		10,89 (б)	853±28	[36]	
	10,14 (а)	700±42	[7]		11,21 (б)	865±28	[36]	
	10,20 (б)	659±32	[36]		16,37 (а)	955±64	[31]	
	10,70 (б)	704±32	[36]		28,00 (а)	1024±35	[32]	
	11,21 (б)	733±30	[36]	98,50 (б)	835±24	[10]		
				134,00 (а)	752±68	[89]		

Продолжение

Ядро	$E, \text{Мэв}$	$\sigma_R, \text{мбарн}$	Литература	Ядро	$E, \text{Мэв}$	$\sigma_R, \text{мбарн}$	Литература
^{64}Zn	14,50 (a)	965 ± 16	[8]	Zr	9,20 (a)	880 ± 50	[29]
^{66}Zn	9,85 (b)	946 ± 85	[18]		10,03 (a)	793 ± 83	[7]
	14,50 (a)	1036 ± 19	[8]		10,25 (a)	800 ± 85	[7]
^{68}Zn	14,50 (a)	1075 ± 17	[8]		99,10 (b)	1077 ± 31	[10]
	40,00 (a)	1230 ± 54	[33]	Nb	9,95 (a)	723 ± 68	[7]
	60,80 (a)	948 ± 38	[33]		10,17 (a)	703 ± 68	[7]
Zn	8,75 (a)	726 ± 35	[28]	Mo	98,80 (b)	1094 ± 31	[10]
	8,77 (b)	740 ± 36	[36]		10,03 (a)	721 ± 86	[7]
	9,31 (b)	771 ± 33	[36]	98,80 (b)	1119 ± 32	[10]	
	9,83 (b)	810 ± 32	[36]	Rh	10,14 (a)	751 ± 71	[7]
	9,90 (a)	812 ± 43	[7]		Pd	99,10 (b)	1189 ± 34
	10,12 (a)	850 ± 43	[7]				
	10,36 (b)	844 ± 32	[36]				
	10,88 (b)	862 ± 31	[36]				
	28,00 (a)	1043 ± 36	[32]	Ag	9,65 (b)	702 ± 67	[36]
	99,00 (b)	857 ± 24	[10]		9,90 (a)	718 ± 64	[7]
Ga	8,80 (a)	825 ± 75	[28]		10,12 (a)	689 ± 65	[7]
					10,16 (b)	769 ± 60	[36]
Ge	28,00 (a)	1105 ± 67	[32]		10,67 (b)	788 ± 54	[36]
					11,18 (b)	817 ± 49	[36]
					29,00 (a)	1471 ± 71	[25]
^{90}Zr	14,50 (a)	902 ± 34	[8]	98,90 (b)	1194 ± 34	[10]	
				30,00 (a)	1249 ± 45	[33]	
				40,00 (a)	1316 ± 65	[33]	
				49,50 (a)	1214 ± 59	[33]	
Cd	60,80 (a)	1144 ± 42	[33]	9,85 (b)	729 ± 72	[36]	
				98,80 (b)	1267 ± 36	[10]	
				134,00 (a)	1286 ± 103	[89]	
				In	9,25 (b)	645 ± 85	[36]
					9,76 (b)	694 ± 76	[36]
10,27 (b)	777 ± 67	[36]					
10,78 (b)	807 ± 60	[36]					
91Zr	14,50 (a)	929 ± 30	[8]	99,30 (b)	1275 ± 36	[10]	
^{116}Sn	14,50 (a)	1113 ± 45	[8]	60,80 (a)	1453 ± 60	[33]	
							^{117}Sn
^{118}Sn	14,50 (a)	1194 ± 29	[8]	^{119}Sn	14,50 (a)	1109 ± 50	[8]
^{92}Zr	14,50 (a)	1011 ± 23	[8]				
^{94}Zr	14,50 (a)	1093 ± 24	[8]				
^{96}Zr	60,80 (a)	1241 ± 150	[33]				

Продолжение

Ядро	$E, \text{Мэв}$	$\sigma_R, \text{мбарн}$	Литература	Ядро	$E, \text{Мэв}$	$\sigma_R, \text{мбарн}$	Литература												
^{120}Sn	14,50 (a)	1152 ± 34	[8]	Ta	9,98 (a)	388 ± 195	[7]												
	28,50 (a)	1638 ± 68	[26]		10,20 (a)	331 ± 203	[7]												
	30,00 (a)	1589 ± 50	[33]		98,30 (б)	1710 ± 40	[10]												
	40,00 (a)	1618 ± 73	[33]	W	99,30 (б)	1733 ± 49	[10]												
	49,50 (a)	1455 ± 72	[33]	Re	99,00 (б)	1730 ± 49	[10]												
Sn	9,99 (a)	610 ± 82	[7]	Pt	99,30 (б)	1815 ± 51	[10]												
	10,21 (a)	723 ± 82	[7]																
	34,00 (a)	1930 ± 100	[3]																
	61,00 (a)	995 ± 70	[16]																
	99,10 (б)	1292 ± 37	[10]																
Sb	134,00 (a)	1782 ± 143	[89]	Au	9,90 (a)	162 ± 104	[7]												
La	98,80 (б)	1450 ± 41	[10]		10,08 (б)	150 ± 250	[36]												
					10,12 (a)	173 ± 107	[7]												
					29,00 (a)	2209 ± 118	[25]												
					99,40 (б)	1757 ± 50	[10]												
				Tl	99,60 (б)	1791 ± 51	[10]												
Pr	98,60 (б)	1446 ± 40	[10]	^{208}Pb	28,50 (a)	1865 ± 98	[26]												
Nd	98,60 (б)	1496 ± 42	[10]		30,00 (a)	2117 ± 90	[33]												
					40,00 (a)	2023 ± 100	[33]												
					49,50 (a)	1842 ± 93	[33]												
					60,80 (a)	1993 ± 95	[33]												
				Eu	99,40 (б)	1632 ± 46	[10]	Pb	9,94 (a)	216 ± 148	[7]								
16,31 (a)	1330 ± 180	[31]																	
34,00 (a)	1775 ± 120	[3]																	
61,00 (a)	1490 ± 77	[16]																	
99,20 (б)	1831 ± 52	[10]																	
Gd	98,30 (б)	1596 ± 45	[10]	Th	9,98 (a)	49 ± 153	[7]												
					99,10 (б)	2006 ± 56	[10]												
					Tb	98,70 (б)	1619 ± 46	[10]	U	98,90 (б)	2066 ± 57	[10]							
													Dy	98,20 (б)	1630 ± 46	[10]			
																	Ho	99,10 (б)	1640 ± 46
Tm	99,30 (б)	1637 ± 46	[10]																
				Hf															

Полные сечения реакций под действием дейтронов

Ядро	$E, \text{Мэв}$	$\sigma_R, \text{мбарн}$	Литература	Ядро	$E, \text{Мэв}$	$\sigma_R, \text{мбарн}$	Литература	
Be	22,40 (a)	865 ± 21	[39]	C	12,80 (в)	658 ± 86	[42]	
	B	25,20 (a)	881 ± 30		[40]	22,40 (a)	896 ± 28	[39]
		25,10 (a)	924 ± 30		[40]			

Продолжение

Ядро	E , Мэв	σ_R , мбарн	Литература	Ядро	E , Мэв	σ_R , мбарн	Литература
N	1,10	480±80	[52]	Cu	11,01 (б)	1548±66	[36]
					22,40 (а)	1539±61	[39]
Mg	25,30 (а)	1202±55	[40]	Zn	24,90 (а)	1660±49	[40]
					13,43 (б)	1562±46	[43]
²⁷ Al	13,35 (б) 22,40 (а) 24,90 (а)	1204±27	[43]	Zr	22,40 (а)	1594±65	[39]
		1134±35	[39]		25,30 (а)	1713±50	[40]
		1230±55	[40]		11,80 (а)	1480±200	[52]
Ti	22,40 (а) 25,30 (а)	1347±66	[39]	Nb	22,40 (а)	1521±106	[39]
		1507±38	[40]		25,10 (а)	1769±71	[40]
		22,40 (а)	1410±64		[39]	Rh	22,40 (а)
24,60 (а)	1631±49	[40]	25,20 (а)	1848±63	[40]		
Fe	13,40 (б) 22,40 (а) 25,10 (а)	1577±68	[43]	Ag	13,50 (б)	1644±101	[43]
		1370±70	[39]		22,40 (а)	1635±87	[39]
⁵⁹ Co	13,40 (б) 25,20 (а)	1609±41	[43]	25,10 (а)	1855±50	[40]	
		1586±49	[40]	Sn	13,31 (б)	1979±124	[43]
⁵⁸ Ni	10,98 (б) 12,80 (в)	1375±61	[36]		22,40 (а)	1563±117	[39]
		1589±125	[42]		25,30 (а)	1786±51	[40]
⁶⁰ Ni	10,06 (б) 11,10 (б) 12,80 (в) 13,59 (б)	1441±60	[36]	Ta	22,40 (а) 25,00 (а)	1637±140 2034±60	[39] [40]
		1508±63	[36]				
		1523±120	[42]	Au	22,40 (а) 25,10 (а)	1632±126 2028±65	[39] [40]
		1536±125	[43]				
⁶⁴ Ni	13,46 (б)	1666±60	[43]	Pb	22,40 (а) 25,10 (а)	1714±136 2162±70	[39] [40]
		11,03 (б)	1460±60				
Ni	11,03 (б) 11,50 (б) 13,20 (б) 22,40 (а) 25,10 (а)	1460±60	[36]	Bi	12,80 (в) 22,40 (а)	1185±183 1773±136	[42] [39]
		1457±33	[43]				
		1491±63	[39]	Th	22,40 (а)	1451±165	[39]
		1537±48	[40]				
⁶³ Cu	10,93 (б) 13,31 (б)	1482±65	[36]				
		1609±81	[43]				
⁶⁵ Cu	11,00 (б) 13,42 (б)	1622±80	[36]				
		1655±63	[43]				

Полные сечения реакций под действием α -частиц

Ядро	E , Мэв	σ_R , мбарн	Лите- ратура	Ядро	E , Мэв	σ_R , мбарн	Лите- ратура				
Be	40,00 (a)	783 \pm 11	[44]	Zn	24,70 (a) 26,80 (б) 40,00 (a)	1383 \pm 65 1691 \pm 42 1639 \pm 49	[45] [43] [44]				
C	15,77 (a)	870 \pm 70	[46]	Zr	40,00 (a)	1771 \pm 63	[44]				
	16,63 (a)	880 \pm 70	[46]								
	17,49 (a)	780 \pm 60	[46]	Nb	23,10 (б) 27,63 (б) 40,00 (a)	1346 \pm 44 1470 \pm 46 1728 \pm 64	[13] [13] [44]				
	18,32 (a)	570 \pm 60	[46]								
	19,03 (a)	640 \pm 60	[46]								
	19,55 (a)	690 \pm 60	[46]								
	20,14 (a)	700 \pm 60	[46]								
40,00 (a)	901 \pm 16	[44]									
²⁷ Al	26,40 (б)	1133 \pm 25	[43]	Mo	40,00 (a)	1782 \pm 78	[44]				
	40,00 (a)	1144 \pm 21	[44]	Pd	23,27 (б) 27,80 (б)	1260 \pm 42 1433 \pm 42	[13] [13]				
Ti	40,00 (a)	1500 \pm 37	[44]								
V	40,00 (a)	1480 \pm 39	[44]	Ag	23,20 (б) 27,70 (б) 40,00 (a)	1292 \pm 44 1443 \pm 42 1846 \pm 64	[13] [13] [44]				
Cr	24,70 (a)	1250 \pm 31	[45]								
								Fe	24,70 (a) 26,20 (б) 40,00 (a)	1262 \pm 38 1569 \pm 37 1436 \pm 42	[45] [43] [44]
				In	23,20 (б) 27,80 (б)	1336 \pm 46 1474 \pm 44	[13] [13]				
⁵⁹ Co	23,10 (б) 24,70 (a) 26,40 (б)	1322 \pm 37 1313 \pm 36 1426 \pm 35	[13] [45] [43]					Sn	23,25 (б) 27,80 (б) 40,00 (a)	1367 \pm 47 1509 \pm 45 1768 \pm 78	[13] [13] [44]
				⁶⁰ Ni	26,94 (б)	1550 \pm 103	[43]				
Ni	23,20 (б) 24,70 (a) 26,40 (б) 40,00 (a)	1296 \pm 53 1305 \pm 53 1440 \pm 52 1354 \pm 37	[13] [45] [43] [44]					Ta	23,25 (б) 27,76 (б) 40,00 (a)	647 \pm 61 1068 \pm 47 1886 \pm 97	[13] [13] [44]
				Pt	23,20 (б) 27,74 (б)	681 \pm 78 1089 \pm 48	[13] [13]				
				Pb	23,20 (б) 27,90 (б) 40,00 (a)	466 \pm 86 801 \pm 44 1892 \pm 82	[13] [13] [44]				
Cu	26,25 (б)	1546 \pm 58	[43]					Bi	23,27 (б) 27,80 (б) 40,00 (a)	265 \pm 94 804 \pm 44 1853 \pm 105	[13] [13] [44]
				Cu	23,20 (б) 24,70 (a)	1350 \pm 56 1393 \pm 33	[13] [45]				
								Cu	25,80 (б) 40,00 (a)	1495 \pm 40 1646 \pm 48	[43] [44]

Полные сечения реакций под действием ^3He -частиц

Ядро	E , Мэв	σ_R , мбари	Лите- ратура	Ядро	E , Мэв	σ_R , мбари	Лите- ратура
Mg	28,50 (а)	1235 ± 25	[47]	Ni	28,70 (а)	1695 ± 30	[47]
Al	28,90 (а)	1328 ± 17	[47]	Cu	28,70 (а)	1775 ± 39	[47]
Fe	28,10 (а)	1570 ± 45	[47]	Ag	28,70 (а)	2020 ± 60	[47]

Примечания: (а) — метод пропускания с использованием техники совпадений — антисовпадений (ПСА); (б) — метод пропускания с использованием в качестве детекторов двух цилиндров Фарадея (ПЦФ); (в) — метод суммирования; (г) — метод ядер отдачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. Пер. с англ. М., «Мир», 1967.
2. Holdeman J. T., Thaler R. M. Phys. Rev. B, 1965, v. 139, p. 1186.
3. Gooding T. J. Nucl. Phys., 1959, v. 12, p. 241.
4. Burge E. J. Nucl. Phys., 1959, v. 13, p. 511.
5. Giles R. A., Burge E. J. Rev. Scient. Instrum. 1963, v. 34, p. 709.
6. Greenlees G. W., Jarvis O. N. Proc. Phys. Soc., 1961, v. 78, p. 1275.
7. Igo G., Wikins B. Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 2198.
8. Dicello J. F., Igo G., Roush M. L. Phys. Rev., 1967, v. 157, p. 1001.
9. Bearpark K., Graham W. R., Jones G. Nucl. Instrum. and Methods, 1965, v. 35, p. 235.
10. Kirkby P., Link W. Canad J. Phys., 1966, v. 44, p. 1847.
11. Дубарь Л. В. и др. ПТЭ, 1972, № 3, с. 36.
12. Слюсаренко Л. И., Токаревский В. В. ПТЭ, 1972, № 4, с. 24.
13. Karcz W. e.a. Acta Phys. Polonica B, 1974, v. 5, p. 115.
14. Melkanoff M. A. e.a. Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 793.
15. Glassgold A. E., Kellogg P. J. Phys. Rev., 1957, v. 107, p. 1372; Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1291.
16. Meyer V., Eisberg R. M., Carlson R. F. Phys. Rev., 1960, v. 117, p. 1334.
17. Von R. G. P., Wilson R. Proc. Roy. Soc. A., 1956, v. 236, p. 41.
18. Meyer V., Hintz N. Phys. Rev. Lett., 1960, v. 5, p. 207.
19. Plassgold A. E. e. a. Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 1207.
20. Nodvik J. S., Saxon D. S. Phys. Rev., 1960, v. 117, p. 1539.
21. Albert R. D., Hanson L. F. Phys. Rev. Lett., 1961, v. 6, p. 13.
22. Bjorklund F., Fernbach S. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1295.
23. Eaclea B. R. Proc. Phys. Soc., 1961, v. 78, p. 1285.
24. Carlson R. F. e.a. Nucl. Phys., 1962, v. 36, p. 511.
25. Makino M. Q., Waddell C. N., Eisberg R. M. Nucl. Phys., 1964, v. 50, p. 145.
26. Ridly B. W., Turner J. F. Nucl. Phys., 1964, v. 58, p. 497.
27. Dell G. F., Ploughe W. D., Hausman H. J. Nucl. Phys., 1965, v. 64, p. 513.
28. Bulman P. J., Greenlees G. W., Sametband M. J. Nucl. Phys., 1965, v. 69, p. 536.
29. Bulman P. J., Griffith J. A. R. Nucl. Phys. A., 1968, v. 111, p. 315.
30. Perey F. G. Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 745.
31. Pollock P. E., Schrank G. Phys. Rev. B, 1965, v. 140, p. 575.
32. Makin M. Q. e.a. Phys. Lett., 1964, v. 9, p. 178.
33. Menet J. J. H. e.a. Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 1114.
34. Delaunay J., Delaunay B., Passerieux J. P. In. Comp. Rend. Congr. Internat. Phys. Nucl. V. 2, Paris, 1964, p. 880.

35. Bearpark K., Graham W. R., Jones G. In: *Compt. Rend. Congr. Intern. Phys. Nucl.* V. 2, Paris, 1964, p. 864.
36. Bearpark K., Graham W. R., Jones G. *Nucl. Phys.*, 1965, v. 73, p. 206.
37. Dicello J. F., Igo G. *Phys. Rev. C*, 1970, v. 2, p. 488.
38. Montaque D. G. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1973, v. 199, p. 457.
39. Igo G., Wilkins B. *Phys. Lett.*, 1962, v. 3, p. 48.
40. Mayo S. e.a. *Nucl. Phys.*, 1965, v. 62, p. 393.
41. Tjin H. R. E., Djie A., Brockman K. W. *Nucl. Phys.*, 1965, v. 74, p. 417.
42. Budzanowski A. e. a. *Nucl. Phys.*, 1963, v. 49, p. 144.
43. Дубарь Л. В. и др. В кн.: *Программа и тезисы докладов XII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра*. Ч. II. М., «Наука», 1972, с. 68.
44. Igo G., Wilkins B. *Phys. Rev.*, 1963, v. 131, p. 1251.
45. Budzanowski A. e.a. *Nucl. Phys.*, A, 1968, v. 106, p. 21.
46. Labie E. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1973, v. 205, p. 81.
47. Balkarcel R., Griffith J. A. *Phys. Lett. B*, 1968, v. 26, p. 213.
48. Baugh D. J. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1967, v. 95, p. 115.
49. Hodgson P. E. *Nucl. Phys.*, 1960, v. 21, p. 28.
50. Baugh D. J. *Nucl. Phys. A*, 1969, v. 131, p. 417.
51. Becchetti F. D., Greenlees G. W. *Phys. Rev.*, 1969, v. 182, p. 1190.
52. Hodgson P. E. *Adv. Phys.*, 1966, v. 15, p. 374.
53. Fricke M. P. e.a. *Phys. Rev.*, 1967, v. 156, p. 1207.
54. Fulmer C. B. e.a. *Phys. Rev.*, 1969, v. 181, p. 1565.
55. Perey C. M., Perey F. G. *Phys. Rev.*, 1963, 132, 755.
56. Дубарь Л. В. и др. «Иzv. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 2186.
57. Huizenga J. R., Igo G. *Phys. Rev.*, 1962, v. 29, p. 462.
58. Igo J., Plank M. *Phys. Rev.*, 1959, v. 115, p. 1665.
59. Bertini H. W. *Phys. Rev. C*, 1972, v. 5, p. 2118.
60. Ключарев А. П., Руткевич Н. Я. *ЖЭТФ*, 1960, т. 38, с. 285; Руткевич Н. Я. и др. «Докл. АН СССР», 1960, т. 130, с. 1008.
61. Немец О. Ф. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 293.
62. Бочин В. П. и др. *ЖЭТФ*, 1964, т. 47, с. 855.
63. Lucas J. J., Menet J. *Rapport Annuel*, 1971, *Universite scientifique et medicale de Grenoble*, p. 60.
64. Дубарь Л. В. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 624.
65. Elton L. *Nucl. Phys.*, 1961, v. 23, p. 681.
66. Бережной Ю. А. *УФЖ*, 1961, т. 6, с. 275.
67. Frosch R. F. e.a. *Phys. Rev.*, 1968, v. 174, p. 1380.
68. Хвастунов В. М. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 217.
69. Khvastunov V. M. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 146, p. 15.
70. Элтон Л. *Размеры ядер*. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
71. Верещагин А. Н. и др. Упругое рассеяние дейтронов с энергией 13,6 Мэв ядрами. Киев, Ин-т физики АН УССР, 1970.
72. Литвиненко А. С. и др. «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 1104.
73. Немец О. Ф. и др. *УФЖ*, 1971, т. 16, с. 403.
74. Кашуба И. Е., Козин Б. Д. *УФЖ*, 1968, т. 13, с. 51.
75. Akhieser A. I., Pomeranchuk I. J. *J. Phys. (USSR)*, 1945, v. 9, p. 471.
76. Venter R., Frahn W. E. *Ann. Phys.*, 1964, v. 27, p. 401.
77. Frahn W. E. In: *Fundamentals in Nucl. Phys.* IAEA, Vienne, 1967, p. 3.
78. Инопин Е. В. *ЖЭТФ*, 1965, т. 48, с. 1620.
79. Тищенко Б. И., Шебеко А. В. *ЖЭТФ*, 1966, т. 50, с. 1674.
80. Тищенко Б. И., Мельник Ю. П. «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 1012.
81. Тищенко Б. И., Инопин Е. В. «Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 1029.
82. Булкин В. С., Токаревский В. В. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 1239.
83. Гончар В. Ю., Желтоног К. С. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 84.
84. Satchler G. R. *Nucl. Phys. A*, 1967, v. 91, p. 75.
85. Satchler G. R. In: *Isospin in Nucl. Phys.*, 1969, p. 389.

86. **Симонов И. Н., Теренцкий К. О., Токаревский В. В.** «Изв. АН СССР сер. физ.», 1970, т. 34, с. 1748.
87. **Makino M. Q., Waddell C. N., Eisberg R. M.** Nucl. Phys., 1965, v. 68, p. 378.
88. **Giles R. A., Burge E. J.** Nucl. Phys., 1964, v. 50, p. 327.
89. **Cassels J. M., Lawson J. D.** Proc. Phys. Soc., 1954, v. 67, p. 125.
90. **Bergman C., Nobble R. K.** Phys. Rev., 1971, v. 3, p. 1729.
91. **Takeda M., Kato S., Vamazaki T. J.** Phys. Soc. Japan, 1971, v. 30, p. 56.
92. **Takeda M., Kato S., Vamazaki T. J.** Phys. Soc. Japan., 1971, v. 31, p. 625.
93. **Lane A. M.** Nucl. Phys., 1962, v. 35, p. 676.