



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 1(32)

1979

НАСТОЯЩИЙ СБОРНИК ИЗДАЕТСЯ ПЕРИОДИЧЕСКИ. В ГОД ВЫХОДИТ 4—5 ВЫПУСКОВ. СБОРНИК ВКЛЮЧАЕТ СТАТЬИ ПО СЛЕДУЮЩЕЙ ТЕМАТИКЕ:

— НЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,0001 эВ—20 МэВ;
— НЕ НЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ: КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ.

В СБОРНИКЕ ПУБЛИКУЮТСЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ, ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ, ОБЗОРНЫЕ, КОМПИЛЯЦИОННЫЕ РАБОТЫ, ОПИСАНИЯ АЛГОРИТМОВ И ПРОГРАММ РАСЧЕТА И ОБРАБОТКИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ, ВОПРОСЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА И ДР.

ЕЖЕГОДНЫЙ ТИРАЖ ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ ЗАЯВКАМИ, ПОСТУПИВШИМИ ОТ СОВЕТСКИХ И ЗАРУБЕЖНЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ В ЦНИИАТОМИНФОРМ.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 1 (32)

1979

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

СОДЕРЖАНИЕ

Игнатьев А.В., Лунев В.П., Проняев В.Г. Роль прямых процессов при анализе и оценке сечений неупругого рассеяния нейтронов.....	3
Ануфриев В.А., Бабич С.И., Колесов А.Г., Нефедов В.Н., Артамонов В.С., Иванов Р.Н., Калесин С.М. Параметры нейтронных уровней ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ года)	19
Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г., Поручиков В.А. Исследование нейтронных резонансов изотопов осмия в интервале энергий 1-550 эВ.....	20
Ануфриев В.А., Колесов А.Г., Нефедов В.Н., Поручи- ков В.А., Сафонов В.А., Артамонов В.С., Иванов Р.Н., Калесин С.М. Параметры нейтронных уровней ^{153}Eu , ^{154}Eu ($T_{1/2} =$ $= 8,6$ года) и ^{155}Eu ($T_{1/2} = 4,7$ года).....	24
Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых реакций (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$	27
Ча с т ь I. Методы расчета сечений пороговых реакций.....	28
Ча с т ь 2. Сечения реакции (n, p) в интервале энергий нейтронов от порога до 20 МэВ.....	55
Золотарев К.И., Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И., Манохин В.Н., Чернов Л.А. Сравнительный анализ рекомендованных сечений порого- вых реакций с использованием интегральных эксперимен- тов.....	105
Бондаренко И.М. Керма-факторы при взаимодействии нейтронов с карби- дом бора.....	119
Библиографический индекс работ научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1979, вып. I(32) в Междуна- родной системе СИИДА	124

Главный редактор В.А.КУЗНЕЦОВ

Редакционная коллегия: А.А. Абалян, А.Ф. Алябьев,
Б.Г. Дубовский, В.Г. Заграфов, Ю.С. Замятин, О.Д. Казачковский,
Д.А. Кардашев (ответственный секретарь), В.Н. Маножин, И.Г. Морозов,
В.И. Мостовой, П.Э. Немировский, М.Н. Николаев, В.В. Орлов, К.А. Петржак,
С.И. Сухоручкин, Л.Н. Усачев (заместитель главного редактора)

© Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1979

УДК 539.172.4:539.172.012

РОЛЬ ПРЯМЫХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ АНАЛИЗЕ И ОЦЕНКЕ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

А.В. Игнатюк, В.П. Лунев, В.Г. Проняев

THE ROLE OF THE DIRECT PROCESSES IN THE ANALYSIS AND EVALUATION OF INELASTIC CROSS-SECTIONS OF NEUTRONS. The main features of inelastic neutron scattering excitation functions and their connections with optical model parameters are analyzed. It is shown that the direct processes are to be taken into account both for the description of excitation functions and of the hard spectra observed in neutrons inelastic scattering reactions. The methods of including such processes in the evaluation of neutron nuclear data are discussed.

Введение

Постоянный рост требований к ядерным данным, необходимым для анализа эффективности различных конструкций реакторов на быстрых нейтронах, а в перспективе и термоядерных реакторов, породил широкий круг проблем, связанных с оценкой соответствующих нейтронных сечений. Обычно под оценкой подразумевается критический анализ результатов различных экспериментов с последующей выдачей рекомендованных сечений. Если бы экспериментальные данные имели требуемую точность во всем диапазоне энергий, представляющих практический интерес, и результаты различных авторов достаточно близко совпадали, то, очевидно, большая часть задач оценки сечений могла быть решена сравнительно просто. Однако, несмотря на значительное число экспериментов по измерению нейтронных сечений, накопленный к настоящему времени материал еще далеко не удовлетворителен как по полноте охвата энергетического диапазона, так и по погрешности соответствующих данных. Кроме того, во многих случаях результаты измерений, выполненных в различных лабораториях, не согласуются между собой в пределах указанных погрешностей, и это порождает, по-видимому, главную трудность построения убедительно обоснованной (оцененной) рекомендованной кривой сечения.

При наличии разрозненной экспериментальной информации неизбежным является использование для анализа данных теоретических моделей, с помощью которых можно провести интерполяцию или экстраполяцию имеющихся данных на интересующий диапазон энергий, а также рассчитать сечение для заданного изотопа, опираясь на данные для соседних ядер. Привлечение теоретических моделей к задачам оценки существенно повышает надежность рекомендованных данных и во многих случаях может дать дополнительные критерии для отбора противоречивых экспериментальных данных.

В практических работах по оценке нейтронных сечений широкое распространение получили соотношения статистической теории ядерных реакций, реализованные на базе представлений оптической модели ядра. Примеры успешного применения такого подхода к различным задачам демонстрировались многими авторами (см., например, работы [1,2]). При анализе полученных результатов для большинства реакций одним из главных оказывается вопрос о вкладе двух механизмов ядерной реакции: процессов, протекающих через стадию составного ядра, и прямых процессов. Так как модели для описания этих процессов отличаются весьма существенно, то от оценки вклада соответствующих механизмов реакции будут значительно отличаться результаты описания угловых распределений продуктов реакции, энер-

гетической зависимости интегральных сечений реакции, а также результаты анализа взаимосогласованности параметров, извлекаемых из описания различных реакций.

Если в ранних работах по оценке нейтронных сечений, как правило, использовались лишь представления модели составного ядра, то с накоплением и уточнением экспериментальных данных необходимость учета вклада прямых процессов становилась все более очевидной. Специфическая особенность задач оценки в этом вопросе обусловлена тем обстоятельством, что надо рассматривать роль прямых процессов в области, где они не являются доминирующими. В такой ситуации решающее значение в определении вклада различных механизмов реакций приобретают вопросы экстраполяции в данную область энергий результатов исследований, проведенных в более благоприятных для изучения соответствующего процесса условиях. В данной работе обсуждаются методы решения этой задачи на основе имеющихся экспериментальных материалов. Такое обсуждение продемонстрирует не только успехи и возможности соответствующих теоретических моделей в приложении к задачам оценки нейтронных данных, но и заострит внимание экспериментаторов на данных, уточнение которых представляет интерес как для практических приложений, так и для дальнейшего развития представлений о механизмах ядерных реакций и свойствах возбужденных ядер.

Оптическая модель и методы описания прямых реакций

Для теоретического анализа усредненных полных нейтронных сечений, а также сечений упругого и неупругого рассеяния широко используется оптическая модель [3]. В рамках наиболее простой феноменологической формулировки этой модели взаимодействие нуклона с ядром описывается локальным сферическим потенциалом, который обычно выбирается в виде

$$V(z) = -(V_v + iW_v)f_v(z) - 4ia_s W_s \frac{df_s}{dz} - V_{so} \frac{\hbar^2}{z} \frac{df_{so}}{dz} \vec{l} \vec{\sigma}, \quad (1)$$

где $f_i(z) = \left[1 + \exp\left(\frac{z - z_i A^{1/3}}{a_i}\right) \right]^{-1}$. Величина параметров потенциала определяется из анализа соответствующих экспериментальных данных. Многие авторы пытались найти "универсальный" набор параметров оптического потенциала, оптимально описывающий обширную совокупность экспериментальных данных [3]. Наиболее удовлетворительным, по-видимому, является набор параметров, найденный в работе [4]. В использованной здесь параметризации учтена изотопическая зависимость действительной и мнимой частей потенциала так же, как зависимость этих параметров от энергии нейтрона:

$$\left. \begin{aligned} V_v &= 56,3 - 24,0 \frac{N-Z}{A} - 0,32E; \\ W_v &= 0,22E - 1,56 \text{ (или нулю)}; \\ W_s &= 13,0 - 12,0 \frac{N-Z}{A} - 0,25E; \\ V_{so} &= 6,2. \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

Кроме того, геометрические параметры взяты несколько различающимися для действительной, мнимой и спин-орбитальной компонент потенциала:

$$\left. \begin{aligned} z_v^{(R)} &= 1,17 & a_v^{(R)} &= 0,75; \\ z_v^{(I)} &= z_s = 1,26 & a_v^{(I)} = a_s &= 0,58; \\ z_{so} &= 1,01 & a_{so} &= 0,75. \end{aligned} \right\} \quad (2b)$$

Все величины в выражениях (2a) представлены в мегаэлектрон-вольтах, а в выражениях (2b) - в единицах ферми. Несмотря на достаточно большое число параметров, включенных в рассмотрение, расчеты с единым набором параметров потенциала воспроизводят лишь общие тенденции изменения нейтронных сечений в зависимости от энергии и массы ядра. В то же время для описания наблюдаемых сечений в конкретном ядре, как правило, необходима определенная корректировка параметров потенциала, особенно при анализе нейтронных сечений в низкоэнергетической области ($E \lesssim 3$ МэВ). Виды такого анализа обсуждались многими авторами (например, в работах [1,2]). Так как требуемая точность оценки нейтронных сечений в большинстве случаев весьма высока, при проведении таких оце-

нок следует решать вопрос о том, какие изменения сечений можно описать путем вариации параметров модели и какие требуют усложнения самих теоретических соотношений, привлекаемых для описания. Данная работа, по сути дела, является обсуждением существующих подходов к решению этого вопроса.

В рамках сферической оптической модели влияние на канал упругого рассеяния остальных открытых или закрытых каналов различных ядерных реакций учтено усредненным интегральным образом с помощью мнимой части оптического потенциала. Если влияние каких-либо каналов реакции, в частности каналов неупругого рассеяния с возбуждением низколежащих коллективных уровней ядра-мишени, оказывается выделенным особо, то для их описания необходимо использовать обобщенную оптическую модель или метод сильно связанных каналов [5]. В рамках феноменологической формулировки этого метода [6,7] взаимодействие нейтрона с ядром моделируется деформированным оптическим потенциалом

$$V(z, \theta, \varphi) = V(z) + V_c(z, \theta, \varphi),$$

где $V(z)$ - сферическая часть потенциала, аналогичная (1);

V_c - потенциал взаимодействия (связи) рассматриваемых каналов рассеяния, зависящий от азимутальных углов θ и φ .

Величину $V_c(\vec{r})$ можно представить в виде разложения в ряд по параметрам деформации β_λ формы ядра. Программы, реализующие метод сильно связанных каналов, имеются во многих лабораториях [8,9]. В настоящее время этот метод все чаще внедряется в практику оценки нейтронных сечений [1,2].

Метод сильно связанных каналов практически реализован для сравнительно небольшого числа каналов. В то же время при анализе экспериментальных данных возникает необходимость включить в рассмотрение прямую связь со входным каналом для многих каналов неупругого рассеяния. Так как для каналов, соответствующих возбуждению более высоких уровней, связь оказывается значительно слабее, ее вполне корректно можно учесть в рамках метода искаженных волн в борновском приближении [7]. Соотношение этого метода для сечения возбуждения уровней с заданным l при неупругом рассеянии нейтронов можно представить в несколько схематической записи:

$$\sigma_{if}^l(\theta) \sim \left| \sum_{d_i d_f} S_{d_i d_f}^{l\lambda}(\theta) \int_0^\infty u_i^*(z) F_\lambda(z) u_f(z) dz \right|^2, \quad (3)$$

где $S_{d_i d_f}^{l\lambda}$ - геометрический фактор, определяемый законами сложения углового момента нейтрона во входном i и выходном f каналах;

$u_i(z)$ - радиальная компонента волновой функции оптической модели;

$F_\lambda(z)$ - форм-фактор возбуждаемого уровня ядра-мишени.

При феноменологическом подходе, основанном на соотношениях коллективной модели [10], форм-фактор можно представить в виде

$$F_\lambda(z) = \frac{\beta_\lambda}{(2\lambda + 1)^{1/2}} R_0 \frac{dV}{dz}, \quad (4)$$

где $R_0 = r_0 \cdot A^{1/3}$ - радиус ядра;

β_λ - амплитуда поверхностных колебаний ядра.

Если для расчета спектральной интенсивности амплитуд мультипольных возбуждений ядер вибрационной природы $\beta_\lambda(U)$ использовать соотношения микроскопического подхода [10,11], то в рамках метода искаженных волн в борновском приближении можно определить интегральный вклад прямых процессов в исследуемую реакцию. Далее практические примеры реализации такого подхода будут рассмотрены более подробно.

Характерным признаком прямых процессов является асимметрия углового распределения продуктов реакции. В качестве примера на рис.1 показаны экспериментальные данные о дифференциальных сечениях упругого и неупругого рассеяний нейтронов на первом 2^+ уровне ядра ^{56}Fe , а также результаты анализа этих данных в рамках метода сильно связанных каналов [12]. Из рисунка видно, что при энергиях нейтрона выше 5 МэВ сечение неупругого рассеяния практически полностью определяется прямым механизмом реакции. Параметры оптического потенциала

$$\left. \begin{aligned}
 V_V &= (49,4 \pm 0,26E) \text{ МэВ}, & a_V &= 0,63 \Phi; \\
 W_V &= 0,02E \text{ МэВ}, & a_S &= 0,47 \Phi; \\
 W_S &= (6,2 \pm 0,3E) \text{ МэВ}, & z_V = z_S &= 1,25 \Phi; \\
 V_{S0} &= 7,5 \text{ МэВ}, & \beta_2 &= 0,24 \quad ,
 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

полученные при совместном анализе дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяний, а также данных по полным сечениям [12], несколько отличаются от параметров выражения (2а) и (2б). Эти различия демонстрируют масштаб отклонений параметров, подобранных для заданного ядра, от оптимального набора, найденного для большой совокупности ядер. Многочисленные примеры аналогичных результатов представлены в работах [1,2] по оценке нейтронных сечений различных ядер.

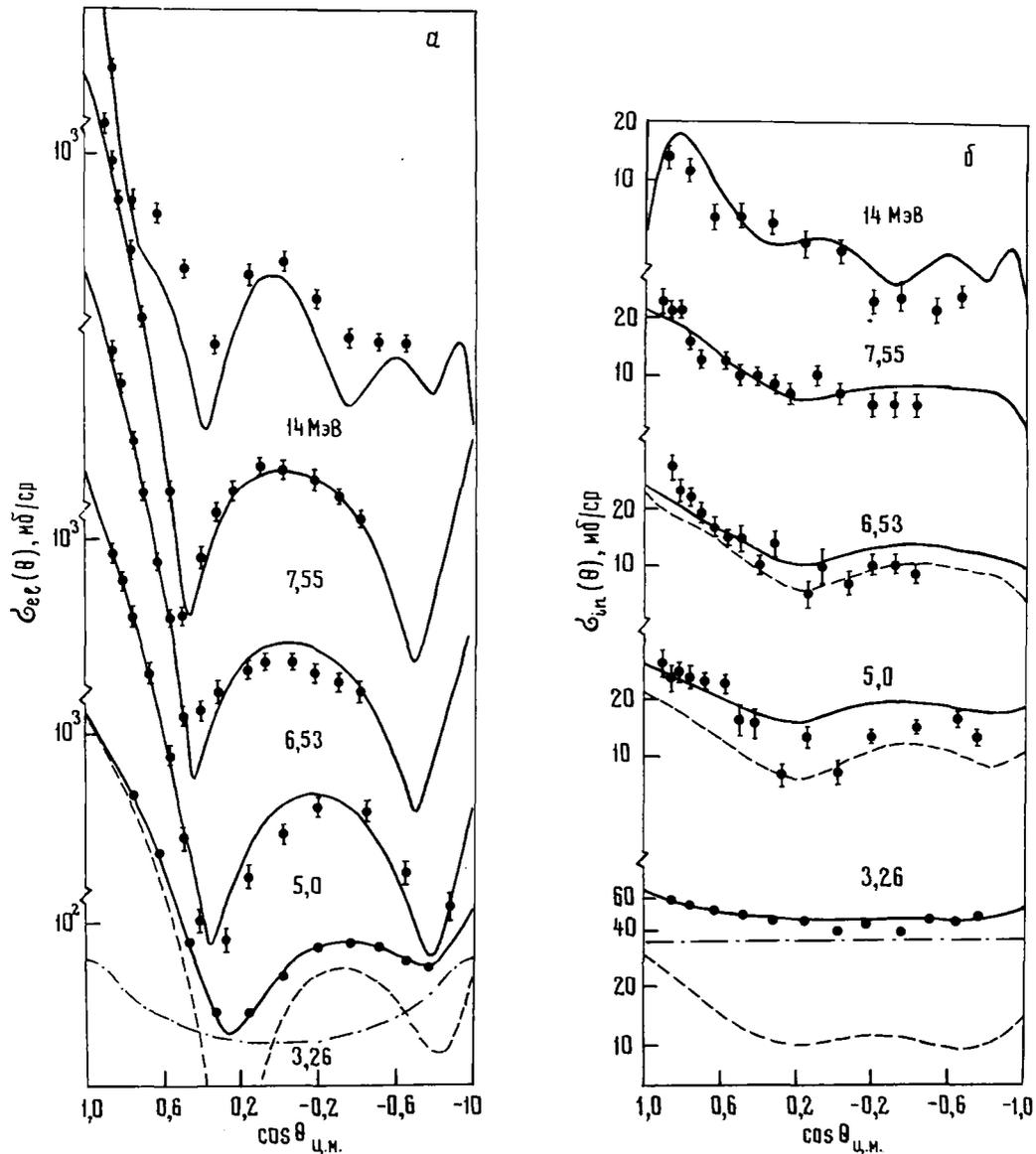


Рис.1.

Описание в рамках метода сильно связанных каналов дифференциальных сечений упругого (а) и неупругого (б) рассеяний нейтронов на первом 2^+ уровне ядра ^{56}Fe :
 - - - - вклад компаундного механизма реакции; - · - · - вклад прямого (потенциального) механизма; — — — суммарная величина

Основные особенности анализа функций возбуждения
в околороговой области

При понижении энергии нейтрона растет вклад в сечение упругого и неупругого рассеяний процессов, протекающих через стадию составного ядра. Для описания соответствующих функций возбуждения в области разрешенных уровней широко используются соотношения Хаузера-Фешбаха-Молдауэра [13]

$$\sigma_{n'}(E_n) = \pi \lambda_n^2 \sum_{\ell_j J} q_{jJ} \theta_{\ell_j}^{J\pi}(E_n) \frac{\sum_{\ell_j' J'} \theta_{\ell_j'}^{J\pi}(E_{n'}) S_{\ell_j'}^{J\pi}}{\sum_{n'' \ell_j''} \theta_{\ell_j''}^{J\pi}(E_{n''})}, \quad (6)$$

где $S_{\ell_j}^{J\pi}$ - поправка на флуктуацию ширин и модифицированные коэффициенты прилипания связаны с коэффициентами прилипания оптической модели ядра $T_{\ell_j}^{J\pi}$ соотношением

$$\theta_{\ell_j}^{J\pi} = \frac{2}{Q_c} \left[1 - (1 - Q_c T_{\ell_j}^{J\pi})^{1/2} \right]. \quad (7)$$

В эти коэффициенты входит модельный фактор Q_c , который характеризует корреляционные свойства резонансных параметров. Величина этого фактора предсказывается теорией со значительной неопределенностью $0 \leq Q_c \leq 1$, и обычно в околороговой области используют величину $Q_c = 1$ [13].

В последние годы изучению модификаций соотношений Хаузера-Фешбаха-Молдауэра, обусловленных корреляцией резонансных параметров в различных каналах распада составного ядра, уделялось значительное внимание. В работах [14-16] было показано, что такие корреляции в области перекрывающихся резонансов будут учтены более корректно, если для определения коэффициентов проницаемости $\theta_{\ell_j}^{J\pi}$ использовать соотношения, полученные эмпирическим путем в работе [15]:

$$\theta_{\ell_j}^{J\pi}(E_n) = T_{\ell_j}^{J\pi}(E_n) \left\{ 1 + \frac{2 T_{\ell_j}^{J\pi}(E_n)}{\left[1 + \sqrt{T_{\ell_j}^{J\pi}(E_n)} \right] \sum_{n' \ell_j'} T_{\ell_j'}^{J\pi}(E_{n'})} \right\}^{-1}. \quad (8)$$

Такое определение коэффициентов проницаемости эффективно учитывает флуктуацию нейтронных ширин, и при его использовании флуктуационная поправка $S^{J\pi}$ в соотношении (6) тождественно равна единице.

Чтобы продемонстрировать различия, возникающие при использовании рассмотренных выше определений коэффициентов проницаемости, на рис.2 показаны результаты расчетов сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов на ядре ^{56}Fe [17]. При энергиях, близких к порогу возбуждения уровня 2^+ , межканальная корреляция ширин должна быть незначительной. Такая ситуация соответствует величине $Q_c \approx 1$. При повышении энергии происходит все более сильное перекрытие резонансов и открывается все большее число конкурирующих каналов неупругого рассеяния. Величина корреляционного параметра Q_c в случае большого числа открытых каналов должна стремиться к нулю [13,14]. Соотношение Тепеля и др. (8) хорошо воспроизводит эту важную особенность поведения коэффициентов проницаемости $\theta_{\ell_j}^{J\pi}$, поэтому можно считать, что при использовании указанных соотношений в расчетах функций возбуждения статистические свойства резонансов составного ядра учтены более корректно, чем при использовании соотношений (7) с независимым от энергии параметром Q_c . Следует отметить, что в работе [16] были предложены и более сложные функциональные соотношения для расчета модифицированных коэффициентов проницаемости. Поэтому при анализе экспериментальных данных не следует забывать о некоторой неопределенности теоретических расчетов, обусловленной сравнительно плохими знаниями корреляционных свойств резонансных параметров.

Наличие в рассматриваемых реакциях каналов, сильно связанных прямыми переходами, приводит к необходимости дополнительной модификации коэффициентов проницаемости, используемых для расчета сечений реакций, проходящих через стадию составного ядра [14,16]. Природа соответствующих эффектов, как и соотношения, необходимые для расчета коэффициентов проницаемости, была рассмотрена в работах [14,16]. Следует только отметить основной результат этого рассмотрения: существование каналов реакции, сильно связанных со входным каналом, ведет к дополнительному увеличению сече-

ния рассеяния в этих каналах, аналогичному увеличению сечения упругого рассеяния при учете флуктуации ширины. Как и с поправкой на флуктуацию ширины, увеличение сечений неупругого рассеяния из-за прямой связи каналов сказывается значительно только при малом числе открытых каналов, поэтому в количественном аспекте переопределение коэффициентов проницаемости с учетом прямых процессов должно быть существенным главным образом в околопороговой области возбуждений нижайших коллективных уровней.

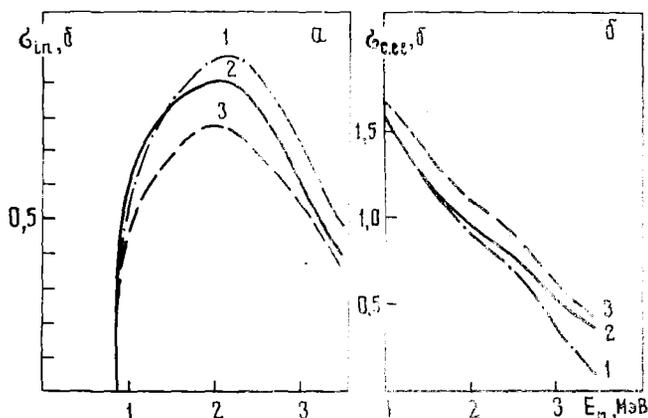


Рис. 2.
Энергетическая зависимость сечений неупругого (а) и упругого (б) рассеяний нейтронов через составное ядро ^{56}Fe при различных предположениях о корреляции резонансных параметров. Расчеты: 1, 3 - по формуле (7) с модельным фактором, равным нулю и единице; 2 - по формуле Тепеля и др. (8)

Используя метод сильно связанных каналов, во-первых, для расчета сечений прямого возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов и, во-вторых, для расчета оптических коэффициентов проницаемости $T_{\ell_j}(E_n)$ в соотношениях статистической теории, можно надеяться получить достаточно хорошее описание функций возбуждения низколежащих уровней во всем диапазоне энергий. Ситуация, однако, существенно осложняется в связи с тем, что вместе с параметрами оптического потенциала, подобранными в области энергии нейтрона более 5 МэВ, для большинства ядер с $A < 150$ не удастся получить удовлетворительного описания ни имеющихся экспериментальных данных по силовым функциям s - и p -нейтронов [18-20], ни энергетической зависимости усредненных полных нейтронных сечений при энергиях нейтронов менее 3 МэВ [20, 21]. Можно сказать, что оптимальные наборы параметров оптического потенциала, аналогичные набору (2а) и (2б), дают неплохое глобальное описание зависимости от массового числа нейтронных силовых функций и полных сечений [22]. Однако если анализировать более тонкие эффекты (например, изменение силовых функций для различных изотопов данного элемента), то для большинства изотопов такая зависимость совершенно не воспроизводится оптической моделью с традиционными наборами рекомендованных параметров. Интерпретацию этих эффектов можно искать в теории входных состояний [23] или в каких-либо иных формулировках микроскопической теории ядерных реакций [24], но независимо от существования более фундаментального объяснения природы наблюдаемых эффектов их обязательно нужно учесть в феноменологической оптической модели, если последняя применяется для описания или систематики низкоэнергетических данных.

Результаты анализа нейтронных силовых функций, проведенного на основе несферической оптической модели в работе [20], представлены в табл.1. Эти результаты демонстрируют масштаб изменений параметров оптического потенциала (в частности, глубины мнимой части потенциала), которые необходимы для описания силовых функций.

Чтобы показать роль силовых функций при описании нейтронных сечений, следует воспользоваться результатами анализа экспериментальных данных для ядра ^{56}Fe , проведенного в работе [12]. На рис.3,а показана энергетическая зависимость усредненного по достаточно широкому интервалу полного нейтронного сечения совместно с результатами теоретического описания этого сечения. Расчеты с набором параметров оптического потенциала (5) не воспроизводят наблюдаемый ход сечения, и при использовании соответствующих этому потенциалу коэффициентов проницаемости $T_{\ell_j}(E_n)$ в расчетах околопорогового участка функций возбуждения не удастся описать экспериментальные данные по неупругому рассеянию (рис.3,б). Расчетное значение силовой функции для s -нейтронов ($S_0 = 3,7 \cdot 10^{-4}$) при этом также значительно превышает экспериментальную величину $s_0^{\text{экс}} = 1,6 \cdot 10^{-4}$

Таблица 1

Параметры оптического потенциала, необходимые для описания силовых функций s и p -нейтронов

Ядро-мишень	V, МэВ	W, МэВ	β_2	$s_0 \cdot 10^4$	$s_1 \cdot 10^4$	$s_0^{\text{экср}} \cdot 10^4$	$s_1^{\text{экср}} \cdot 10^4$
^{35}Cl	51,04	0,9	0,0	0,15	1,15	$0,08 \pm 0,07$	$1,65 \pm 0,55$
^{37}Cl	48,38	0,9	0,0	0,13	2,07	$0,12 \pm 0,09$	$2,87 \pm 1,06$
^{39}K	48,00	2,5	0,0	0,41	2,40	$0,37 \pm 0,23$	$2,71 \pm 0,82$
^{40}Ca	53,50	1,5	$\left\{ \begin{array}{l} \beta_2 = 0,00 \\ \beta_3 = 0,36 \end{array} \right.$	2,16	0,31	$2,56^{+1,20}_{-0,58}$	$0,25^{+0,12}_{-0,06}$
^{50}Cr	51,11	1,12		0,22	1,94	0,27	$2,18 \pm 0,75$
^{52}Cr	50,40	0,8	0,17	2,06	0,15	$2,10 \pm 1,05$	$0,053 \pm 0,023$
^{54}Cr	49,60	0,44	0,17	0,89	0,076	$1,79 \pm 1,03$	$0,042 \pm 0,024$
^{89}Y	48,97	3,6	0,0	0,44	3,92	$0,39^{+0,27}_{-0,12}$	$4,4^{+2,0}_{-1,2}$
^{93}Nb	49,15	1,35	0,0	0,15	5,18	$0,17 \pm 0,06$	$5,16 \pm 0,24$
^{98}Mo	48,42	6,2	0,168	0,77	7,21	$0,42 \pm 0,25$	$6,8 \pm 0,5$
^{100}Mo	47,90	4,0	0,253	0,74	4,43	$0,55 \pm 0,30$	$4,6^{+0,5}_{-0,4}$
^{103}Rh	48,91	3,3	0,264	0,40	5,06	$0,40^{+0,05}_{-0,08}$	$5,07^{+0,53}_{-0,29}$
^{135}Ba	47,59	4,0	0,150	1,01	1,60	$1,0 \pm 0,3$	-
^{137}Ba	47,22	1,82	0,130	0,50	0,84	$0,33 \pm 0,17$	-
^{139}La	47,30	2,12	0,130	0,71	0,83	$0,70^{+0,20}_{-0,14}$	$0,70^{+0,3}_{-0,2}$
^{141}Pr	47,81	4,00	0,110	1,73	-	$2,04^{+0,47}_{-0,35}$	-

Примечание: $\tau_0 = 1,25 \Phi$; $\alpha = 0,65 \Phi$; $\beta = 0,47 \Phi$.

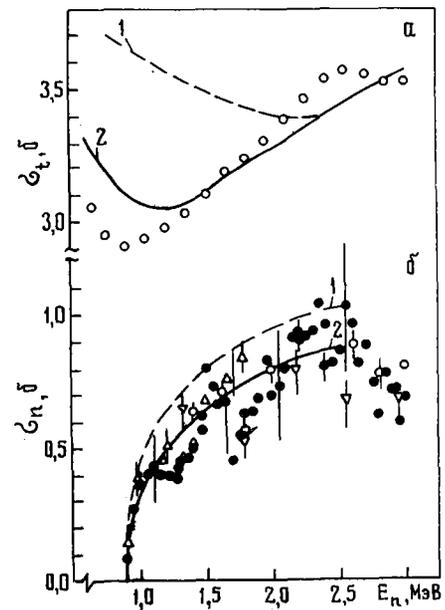


Рис. 3.

Описание полных нейтронных сечений (а) и функций возбуждения первого уровня (б) ядра ^{96}Ge при различной параметризации коэффициентов прилипания. Расчеты: 1 - с оптическим потенциалом (5); 2 - с корректировкой коэффициентов прилипания по силовым функциям

Если ввести в расчеты перенормированные коэффициенты проницаемости, выбрав их таким образом, чтобы при энергии нейтронов около 100 кэВ они соответствовали экспериментальным силовым функциям (s_0 для четных парциальных волн и s_1 - для нечетных), а при энергии нейтронов около 3 МэВ плавно переходили в коэффициенты проницаемости оптической модели с набором параметров (5), то одновременно достигается значительное улучшение описания как полного сечения, так и сечения неупругого рассеяния. В работе [12] было показано, что "привязка" к силовым функциям также необходима для согласованного описания сечений радиационного захвата нейтрона ядром ^{56}Fe . Того же эффекта можно достичь, вводя в определение параметров оптической модели V_V и W_S на низкоэнергетическом участке значительно более сильную зависимость от энергии нейтрона (см. кривую 1 рис. 4, а, б), чем зависимость в высокоэнергетической области. Это было продемонстрировано, в частности, при анализе функций возбуждения первых уровней ядра ^{63}Cu , выполненном в работе [25].

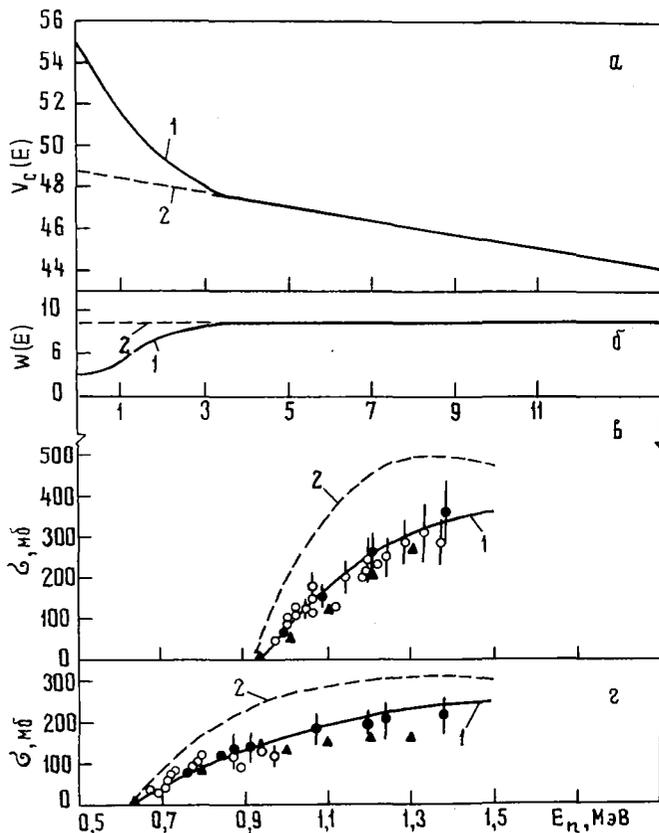


Рис. 4.
Влияние изменения параметров оптического потенциала (а и б) на описание сечений неупругого рассеяния нейтронов на втором (в) и первом (г) уровнях ядра ^{63}Cu .
Зависимость параметров:
1 - степенная; 2 - линейная

В настоящее время имеется достаточно много аналогичных примеров анализа околопороговых участков функций возбуждения первых уровней, в которых демонстрируется необходимость существенных изменений параметров оптического потенциала в низкоэнергетической области (см., например, работы [26-28]). Хотя такие изменения еще не удается в полной мере систематизировать, они, как правило, направлены на уменьшение мнимой части потенциала, т.е. их введение усиливает оптические нерегулярности в нейтронных сечениях.

Так как расчеты силовых функций с традиционными оптимальными наборами параметров оптического потенциала в среднем достаточно хорошо воспроизводят общие закономерности поведения коэффициентов проницаемости [22], то во многих ядрах не наблюдается существенных отклонений экспериментальных функций возбуждения от теоретического описания, полученного с "единым" оптическим потенциалом. Однако для ядер, в которых проявляются рассмотренные выше особенности энергетической зависимости функций возбуждения первых уровней, требующие для своего объяснения существенного изменения параметров потенциала в низкоэнергетической области, следовало бы ожидать аналогичных эффектов и в функциях возбуждения всех последующих уровней, включая область неразрешенных уровней. Экспериментальное изучение таких эффектов представляет значительный интерес, так

как могло бы дать весьма уникальную информацию об отличии оптического потенциала для основных и возбужденных состояний ядер. Весьма интересные результаты в этом направлении были получены в работе [29], авторы которой продемонстрировали возможность извлечения энергетической зависимости сечений поглощения нейтронов высоковозбужденным ядром на основе анализа низкоэнергетического участка спектров нейтронов реакции (p, n) на ядрах никеля, циркония и олова. Данные этой работы, по-видимому, указывают на заметное отличие сечений поглощения ядра в основном и высоковозбужденном состояниях, но пока накопленных данных слишком мало, чтобы на основе их анализа можно было сделать однозначные выводы о масштабе изменений оптического потенциала в высоковозбужденных ядрах.

В обсуждаемом круге проблем, связанных с описанием низкоэнергетических участков функций возбуждения, особое место занимают деформированные ядра области редких земель ($150 \leq A \leq 190$) и актиноидов ($A \geq 230$). В таких ядрах должны быть наиболее четко выражены эффекты, обусловленные прямым возбуждением низколежащих коллективных уровней. Кроме того, поведение оптического потенциала в этих ядрах в отличие от сферических, по-видимому, не должно заметно искажаться оболочечными эффектами. К сожалению, имеющаяся экспериментальная информация о функциях возбуждения низколежащих уровней низкоэнергетическими нейтронами весьма немногочисленна [27, 28].

В результате детального анализа в рамках метода сильно связанных каналов совокупности экспериментальных данных по нейтронным силовым функциям и радиусам потенциального рассеяния совместно с данными о полных нейтронных сечениях в диапазоне энергий 0,7-15 МэВ и дифференциальных сечениях упругого и неупругого рассеяний нейтронов на изотопах самария ($^{148}\text{Sm} - ^{154}\text{Sm}$) в работе [30] были получены параметры оптического потенциала:

$$\left. \begin{aligned} V_V &= 49,92 - 18 \frac{N-Z}{A} - 0,25E_n; \\ W_S &= 3,0 + 0,4E_n; \quad W_V = 0; \\ V_{S0} &= 8,5; \\ z_V = z_S &= z_{S0} = 1,25; \\ a_V = a_{S0} &= 0,65; \quad \alpha_S = 0,58. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

В последующих работах было показано, что с этим набором параметров удается также получить хорошее описание дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяний с возбуждением уровня 2^+ на изотопах вольфрама [28]. Весьма близкие значения параметров оптического потенциала были получены также при анализе совокупности данных по силовым функциям, полным нейтронным сечениям и дифференциальным сечениям упругого рассеяния на ядрах актиноидной области ^{232}Th и ^{238}U [31, 32]. Таким образом, набор параметров (9) следует рассматривать как оптимальный для всей области деформированных ядер.

При сопоставлении наборов параметров (2а), (2б) и (9) прежде всего обращает на себя внимание значительное различие глубины мнимой части потенциала W_S . Полученная в последнем наборе (9) величина W_S также существенно ниже величины, использованной в работах [22] для глобального описания нейтронных силовых функций. Не совсем ясно, почему в результатах анализа возникает столь сильное различие одного из главных параметров оптического потенциала. Несмотря на это, хорошее описание обширной совокупности экспериментальных данных с параметрами оптического потенциала (9) позволяет считать более реалистичным низкое значение параметра W_S . Этот результат находится в качественном согласии с рассмотренными выше результатами анализа нейтронных силовых функций [20, 24], низкоэнергетической области полных сечений [21] и околопороговых участков функций возбуждения [25, 26] сферических ядер. Малая величина мнимой части оптического потенциала отражает существенную роль прямых процессов в описании нейтронных сечений.

Важное значение уточнения оптического потенциала для корректного проведения оценки нейтронных сечений можно особенно наглядно продемонстрировать на примере анализа сечений неупругого рассеяния нейтронов на ядре ^{238}U . Это сечение является одним из наиболее важных при рассмотрении эффективности быстрых реакторов, поэтому экспериментальным исследованиям этого сечения так же, как и теоретическому описанию наблюдаемых величин, уделялось значительное внимание [28, 32-38]. Имеющиеся экспериментальные данные о сечениях возбуждения первых двух уровней ядра ^{238}U с энергиями 0,045 и 0,148 МэВ, а также результаты последних оценок этих сечений различными авторами показаны на рис.5.

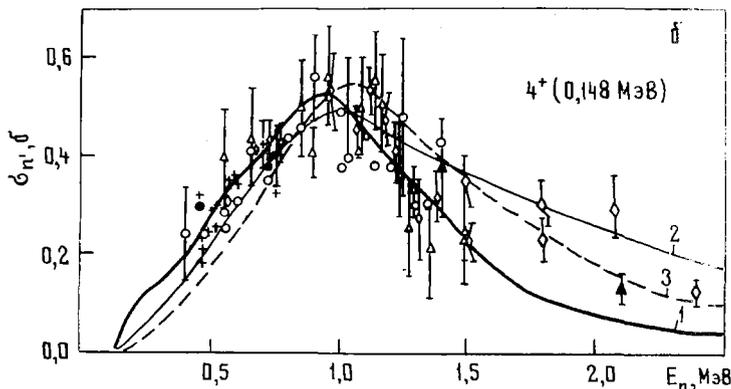
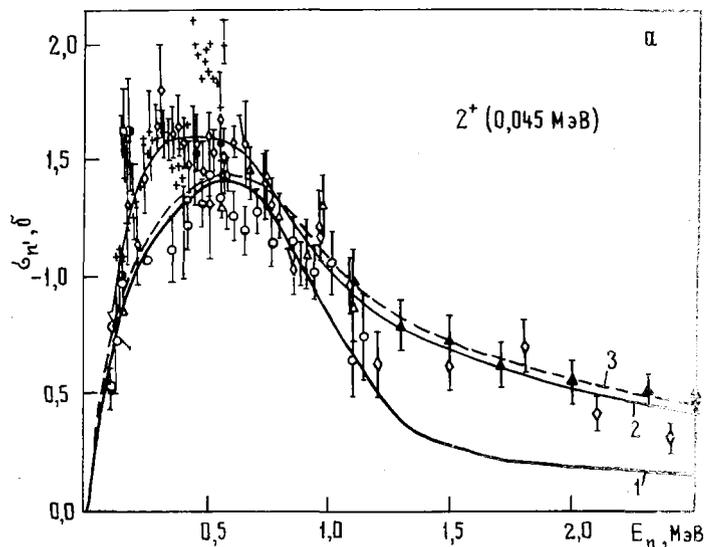


Рис.5.

Функции возбуждения нейтронами первого (а) и второго (б) уровней ядра ^{238}U .

Оценки: 1 - ENDF/B-IV ; 2 - авторов работы [34]; 3 - авторов работы [9].

Расхождение между результатами различных оценок заметно превышает (на 4%) требуемую для практических задач точность знания сечения неупругого рассеяния [33]. Эти расхождения в первую очередь обусловлены разногласием самих экспериментальных данных, которые не удается устранить, несмотря на значительную работу в этом направлении [28,34].

Результаты последних измерений сечений неупругого рассеяния в области энергий до 0,6 МэВ [34,35] указывают на необходимость повышения сечения возбуждения первого уровня на 20-30% по сравнению с оценкой ENDF/B-IV и рекомендациями работ [9,32,36]. Тщательность анализа возможных погрешностей экспериментальных данных и принятые [34,35] меры по их уменьшению позволяют считать оценку работы [34] более надежной, чем оценки других авторов, основанные на всей совокупности экспериментальных данных. Оценку работы [34] делает предпочтительной также ее хорошее согласие с результатами теоретического описания функций возбуждения, полученными в рамках метода сильно связанных каналов и соотношений Хаузера-Фешбаха-Молдауэра с оптимально выбранными параметрами оптического потенциала деформированных ядер. Однако для энергий ниже 550 кэВ неопределенность этой оценки составляет 15% [34]. Если учесть наличие разногласий экспериментальных данных, то напрашивается вывод, что для достижения точности расчета реакторов на быстрых нейтронах [33] необходима еще большая и кропотливая работа по изучению низкоэнергетической области сечений неупругого рассеяния.

Расхождения показанных на рис.5 оценок в области энергий выше 1 МэВ отражают тот факт, что при построении кривой ENDF/B-IV не были учтены теоретические предсказания о вкладе прямых процессов [9]. Последние экспериментальные данные, касающиеся этой области энергий, дали дополнительное уточнение таких предсказаний [34,37,38]. В настоящее время для энергий выше 1 МэВ

имеется, по-видимому, в достаточной мере согласованное описание интегральных и дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов не только для изотопа ^{238}U , но и для других актиноидных ядер [28,38]. Можно надеяться, что приведенный пример достаточно убедительно свидетельствует о необходимости использования в задачах оценки строгих теоретических моделей, корректно описывающих как компаундный, так и прямой механизмы реакции.

Описание интегрального вклада прямых процессов в спектры неупругого рассеяния

В предыдущем разделе обсуждалась необходимость учета прямых процессов при анализе и оценке функций возбуждения нейтронами низколежащих, наиболее сильно коллективизированных уровней. Теперь следует показать возможность учитывать вклад прямых процессов и для уровней, имеющих менее выраженную коллективную природу. Основой для этого является как существенное увеличение накопленной информации о спектроскопических характеристиках (энергии, спине, четности, среднеквадратичных параметрах деформации) возбужденных состояний ядер, полученных в экспериментах по неупругому рассеянию заряженных частиц, так и успехи в полумикроскопическом описании структуры возбужденных состояний, позволяющие восполнить пробелы в экспериментальных данных.

Для иллюстрации подхода рассмотрим описание функций возбуждения уровней ядра ^{56}Fe при неупругом рассеянии нейтронов [39]. Спектроскопические характеристики нижайших состояний ядра ^{56}Fe приведены в табл.2. Среднеквадратичные параметры деформации возбужденных состояний ядра взяты из работы [40], где они получены при анализе методом искаженных волн сечений возбуждения нижайших уровней при неупругом рассеянии протонов с энергией 17,5 МэВ. Прямое возбуждение состояний аномальной четности предполагалось малым и в анализе не учитывалось. В табл.2 приведены также теоретические значения параметров деформации β_λ , полученные в рамках самосогласованного микроскопического подхода [41]. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических величин показывает возможность успешного использования последних при отсутствии прямых экспериментальных данных.

Таблица 2

Спектроскопические характеристики нижайших уровней ядра ^{56}Fe

E, МэВ	Γ^π	Параметр деформации	
		экспериментальный	теоретический
0,845	2^+	0,29	0,27
2,08	4^+	-	-
2,655	2^+	Триплет	$2^+ \otimes 2^+$
2,936	0^+	-	-
2,956	2^+	0,044	0,015
3,118	4^+	0,124	0,122
3,122	1^+	-	-
3,367	2^+	0,043	0,046
3,386	6^+	0,030	0,045
3,445	3^+	-	-
3,450	1^+	-	-

Результаты расчета функций возбуждения низколежащих уровней ядра ^{56}Fe представлены на рис.6 вместе с имеющимися экспериментальными данными (точки). Параметры потенциала оптической модели, а также параметры плотности уровней, использованные в расчетах, приведены в работе [12]. На рис.6 штрих-пунктирной, пунктирной и сплошной линиями показаны соответственно: вклад в сечение возбуждения уровня или группы уровней прямого процесса, вклад механизма реакции, протекающей с образованием составного ядра, и полное теоретическое описание функции возбуждения. Очевидно, что рассмотренный подход позволяет существенно улучшить описание "хвостов" функций возбуждения уровней и может быть использован в задаче оценки в тех энергетических областях, где прямые измерения отсутствуют.

Следует отметить, что среднеквадратичные параметры деформации β_λ , извлекаемые при анализе экспериментальных данных, определенным образом зависят от выбранных параметров оптического потенциала. Поэтому использование данных рассеяния заряженных частиц для описания нейтронных сечений требует согласования соответствующих оптических потенциалов. Аналогичное согласование форм-факторов оболочечного и оптического потенциалов может требоваться и для теоретических расчетов спектральной интенсивности переходов в рамках микроскопического подхода [42].

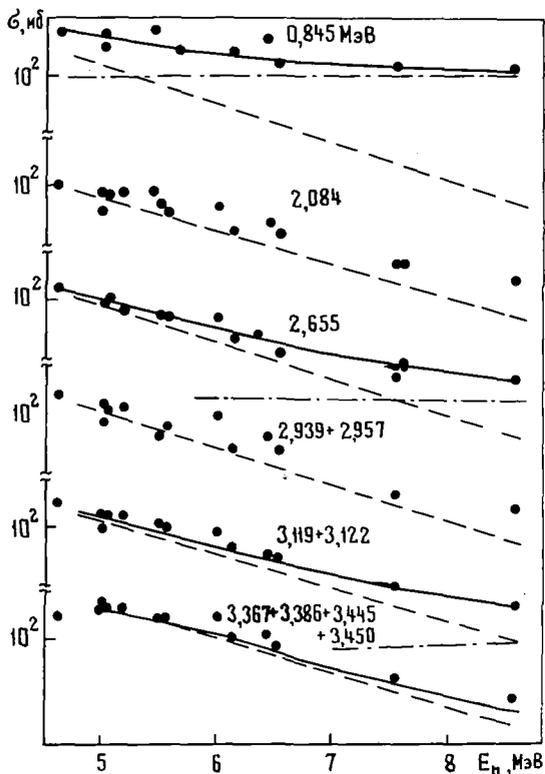


Рис. 6.

Функции возбуждения нейтронами различных групп уровней ядра ^{56}Fe

Экспериментальные данные об отклонениях сечений возбуждения уровней, расположенных при энергии $\geq 2,0 - 2,5$ МэВ, от величин, предсказываемых соотношениями статистической теории (6), только начинают накапливаться [43]. По-видимому, наблюдаемые отклонения можно объяснить вкладом прямых процессов аналогично рассмотренным выше функциям возбуждения в ядре ^{56}Fe . Для количественной проверки этого утверждения, очевидно, очень важно получить экспериментальные данные об угловом распределении неупруго рассеянных нейтронов, с одной стороны, и провести теоретический анализ имеющихся данных с корректно выбранным оптическим потенциалом, с другой стороны.

При повышении энергии налетающего нейтрона число открытых каналов неупругого рассеяния экспоненциально растет и необходимо перейти от рассмотрения функции возбуждения определенных уровней к описанию сплошных спектров. Анализ жесткой части таких спектров в последние годы уделялось много внимания в связи с развитием модели предравновесного испарения частиц [44]. Такая модель позволяет получить достаточно хорошее описание формы интегральных спектров и интегральных функций возбуждения различных реакций, но она не в состоянии объяснить наблюдаемую асимметрию углового распределения продуктов реакции [45-47]. Так как асимметрия углового распределения является характерным признаком прямого механизма ядерных реакций, для достижения взаимосогласованной интерпретации экспериментальных данных необходимо отделить прямые процессы от других способов распада составной системы, образующейся при взаимодействии нуклонов средних энергий с ядром.

Применению рассмотренной теории прямых процессов для более высоких уровней препятствуют значительные вычислительные трудности, связанные с быстрым усложнением структуры возбужденных уровней. Этим трудностям удастся в какой-то степени избежать при описании интегрального вклада прямых процессов, т.е. при рассмотрении прямых переходов, просуммированных по конечным состояниям [48].

В рамках метода искаженных волн в борновском приближении сечение прямого процесса (3) можно представить в виде произведения двух факторов:

$$\sigma_{if}^I(\theta) = \sigma(\theta) S_{if},$$

где $\sigma(\theta)$ - описывает угловое распределение продуктов реакции;

S_{if} - определяет абсолютную величину сечения.

В большинстве случаев вид углового распределения определяется кинематикой реакции и информация о структуре состояний входит главным образом в спектроскопический фактор S_{if} . Так как прямые процессы в ядре возбуждают только простые типы движения, например коллективные степени свободы при неупругом рассеянии, то спектроскопический фактор определяется вкладом простого движения заданного типа в волновые функции начального и конечного состояний. Наблюдаемый в опытах с плохим разрешением интегральный вклад прямых процессов пропорционален сумме спектроскопических факторов конечных состояний, и при достаточно большом числе состояний (усреднение по широкому интервалу) эта сумма равна вероятности возбуждения чистой коллективной степени свободы. Таким образом, интегральный вклад прямых процессов в сечение неупругого рассеяния будет определяться вероятностью возбуждения всех энергетически возможных когерентных мод коллективной природы. Проведенный в работах [48] анализ показал, что в рамках такого подхода удастся успешно

описать жесткую часть наблюдаемых спектров неупругого рассеяния нейтронов и объяснить асимметрию соответствующих угловых распределений.

Для реализации обсуждаемого подхода необходимо знать спектральное распределение интенсивностей когерентных переходов различной мультипольности. Спектроскопические данные о низколежащих коллективных уровнях позволяют получить информацию лишь о сравнительно узком низкоэнергетическом участке таких переходов. В последние годы в связи с исследованиями гигантских мультипольных резонансов много внимания уделялось также изучению высокоэнергетической области коллективных переходов [49].

В этих исследованиях накоплено большое число данных о гигантском дипольном и квадрупольном резонансах, но о резонансах более высокой мультипольности экспериментальная информация существенно беднее. Поэтому при рассмотрении полной спектральной интенсивности переходов различной мультипольности опирались в основном на результаты теоретических расчетов. В настоящее время таких расчетов выполнено достаточно много как для сферических [49,50], так и для деформированных ядер [51].

В качестве примера на рис.7 показаны результаты расчетов спектрального распределения интенсивностей переходов $\beta_{\lambda}^2(U)$ в ядре ^{208}Pb , полученные в рамках микроскопического подхода с эффективными мультиполь-мультипольными силами, согласованными с потенциалом среднего поля. Детали таких расчетов описаны в работах [41]. Отметим, что полученное в рамках данного подхода распределение интенсивности переходов различной мультипольности в основных чертах хорошо согласуется с результатами расчетов приведенных вероятностей электромагнитных переходов, выполненных на основе других вариантов микроскопического подхода [50].

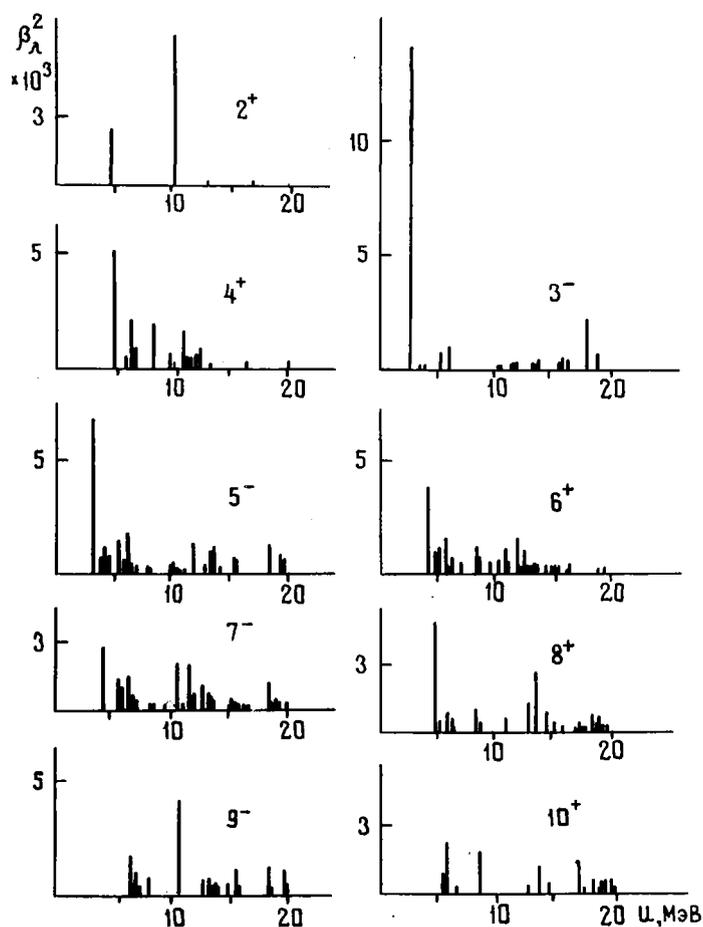


Рис.7.

Спектральное распределение интенсивности однофононных возбуждений различной мультипольности в ядре ^{208}Pb , полученное в рамках согласованного микроскопического подхода

Опираясь на результаты теоретических расчетов $\beta_{\lambda}^2(U)$, можно с помощью соотношений метода искаженных волн в борновском приближении найти интегральный вклад прямых процессов в спектры неупругого рассеяния нейтронов. Заметим, что для наиболее интенсивных когерентных возбуждений желательнее учесть также прямые процессы, возникающие во втором порядке борновского приближения. Учет таких переходов, хотя и не меняет качественной интерпретации жесткой части наблюдаемых спектров, заметно улучшает количественное описание экспериментальных данных. Результаты расчетов в рамках рассмотренного подхода жесткой части спектров неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 14,5 МэВ для ядра ^{209}Bi показаны на рис.8,а. Данное ядро отличается от дважды магического ядра ^{208}Pb лишь наличием одного дополнительного протона, поэтому для расчета спектра прямых переходов в ядре ^{209}Bi использовали модель слабой связи протона со спектром фононных возбуждений ядра ^{209}Pb . Справедливость такой модели демонстрируют как прямые экспериментальные данные по прямому возбуждению низколежащих уровней нечетных околomagических ядер [52], так и результаты теоретического анализа [7]. Из представленных на рис.8,а результатов можно видеть, что с учетом "хвоста" испарительного спектра теоретические расчеты хорошо воспроизводят жесткую часть наблюдаемых спектров неупругого рассеяния нейтронов.

На рис. 8б показаны результаты аналогичных расчетов жесткой части нейтронных спектров для ядра ^{93}Nb . Имеющиеся для этого ядра экспериментальные данные получены при различном энергетическом разрешении, и, как видно, при улучшении разрешения вид наиболее жесткой части спектра существенно отличается. Теоретические кривые не усреднялись по экспериментальному разрешению, и это обстоятельство следует иметь в виду при сопоставлении результатов. Чтобы продемонстрировать возможности данного подхода в описании дифференциальных спектров, на рис.9 показано описание углового распределения нейтронов, испускаемых в диапазоне энергий 6,4 - 14,0 МэВ. Приведенные на этом рисунке экспериментальные данные демонстрируют подобие сечений неупругого рассеяния для нечетного ядра ^{93}Nb и четно-четного ядра ^{92}Zr и наглядно подтверждают справедливость использования модели слабой связи для описания таких сечений.

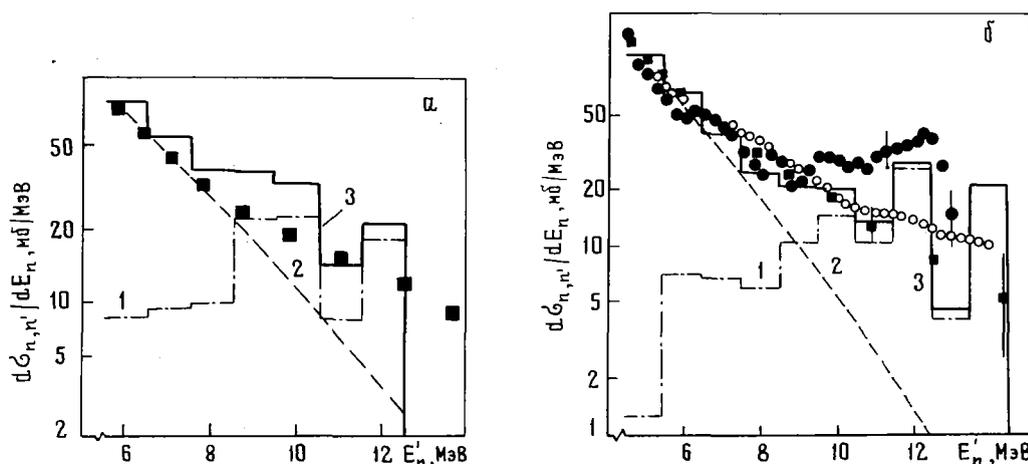


Рис.8.

Жесткая часть спектров неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 14,5 МэВ на ядрах ^{209}Bi (а) и ^{93}Nb (б):

- 1 - результаты расчета спектра прямых переходов; 2 - "хвост" испарительного спектра; 3 - их сумма; ■ - экспериментальные данные О.А.Сальникова и др. [45]; ● - Д.Хермсдорфа и др. [45]; ● - работы [53]

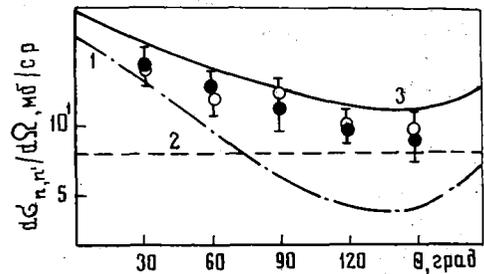
Приведенные на рис.8, 9 данные, как и результаты анализа жесткой части спектров для более широкого круга ядер [47], показывают, что наблюдаемые особенности нейтронных спектров могут быть успешно объяснены только на основе представлений теории прямых ядерных реакций. Справедливость этого утверждения убедительно демонстрируют результаты анализа спектров неупругого рассеяния протонов с энергиями 17 МэВ [46], а также 39 и 62 МэВ, обсуждавшиеся в работах [47,54].

В настоящее время анализ жесткой части спектров неупруго рассеянных нейтронов во многих работах проводится на основе соотношений модели предравновесного испарения [55]. Такая модель

Рис.9.

Угловые распределения неупругого рассеяния нейтронов:

1 - результаты расчета спектра прямых переходов; 2 - "хвост" испарительного спектра; 3 - их сумма; ● - данные работы [53] для ^{92}Zr ; ○ - экспериментальные данные О.А.Сальникова и др. [45] для ^{92}Zr



не только не объясняет наблюдаемую асимметрию углового распределения испускаемых частиц, но и неоправданно упрощает природу происходящих в ядре процессов диссипации энергии налетающей частицы. Простота соотношений модели является, конечно, весьма привлекательной чертой, но это не может служить оправданием модели. Поэтому следует критически относиться ко многим результатам анализа интегральных спектров и функций возбуждения различных реакций, полученным в рамках модели предравновесного испарения. Для достижения взаимосогласованной интерпретации имеющейся совокупности экспериментальных данных необходимо переосмысливание результатов такого анализа и приведение их в соответствие с рассмотренными выше оценками вклада прямых процессов.

Заключение

Проведенный анализ экспериментальных данных и обсуждение методов их теоретического описания демонстрируют важную роль прямых процессов во всем диапазоне энергий нейтронов, который следует рассматривать при решении практических задач оценки ядерных данных. Специфическая черта этих задач, по-видимому, состоит в том, что при их решении почти всегда стремятся ограничиться наиболее простыми приближениями существующих теоретических моделей. Такой подход естествен при сравнительно невысокой точности требуемых данных. Но при повышении требований к точности оценок неизбежен переход ко все более строгим и утонченным методам теоретического анализа ядерных данных. Проведенное обсуждение демонстрирует основные черты методов, которые в настоящее время необходимо использовать для достижения взаимосогласованной и обоснованной оценки усредненных нейтронных сечений. Стремление ко взаимосогласованности оценок не только гарантирует надежность проводимых оценок, но и обеспечит естественную обратную связь практических задач оценки ядерных данных с широким кругом фундаментальных проблем современной ядерной физики. Авторы надеются, что рассмотренные вопросы описания функций возбуждения уровней в околопороговой области, как и вопросы анализа интегрального вклада прямых процессов в различных ядерных реакциях, являются характерным примером задач, решение которых представляет значительный интерес как в практическом, так и в фундаментальном научном аспекте.

Список литературы

1. Proceedings of IAEA Topical Discussion on "Critique of Nuclear Models and Their Validity in Evaluation of Nuclear Data". JAERI-5984, 1975.
2. Nuclear Theory in Neutron Data Evaluation. Proceedings of a Consultants Meeting at Trieste, 8-11 Dec. 1975. Vienna, IAEA, 1976, v.1,2.
3. Немировский П.Е. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960; Хогсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. М., Атомиздат, 1966.
4. Vesce G., Green G. Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1190.
5. Feshbach H. Ann. Phys., 1958, v. 5, p. 357.
6. Tamura T. Rev. Mod. Phys., 1965, v. 37, p. 679.
7. Austern N. Direct Nuclear Reaction Theories. N.Y., Wiley Interscience, 1970.
8. Игнатюк А.В., Дунев В.П., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59.
9. Prince A. In [2], v. 1, p. 31.
10. Борон, Моттельсон Б. Структура атомного ядра., М., Мир, 1977, т. 2.

11. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
12. Бычков В.М. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып. 19, с. 110.
13. Moldauer P.A. Phys. Rev., 1964, v. 135, p. B642; Rev. Mod. Phys., 1964, v. 36, p. 1079.
14. Moldauer P.A. Phys. Rev., 1975, v. C11, p. 426.
15. Terel J.W., Hofmann H.M., Weidenmüller H.A. Phys. Letters, 1974, v. 49B, p. 1.
16. Hofmann H.M., Richter J., Terel J.W., Weidenmüller H.A. Ann. Phys. 1975, v. 90, p. 403.
17. Бычков В.М., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1975, вып. 20, с. 29.
18. Müller K.N., Rohrer G. Nucl. Phys., 1971, v. A164, p. 97.
19. Newstead C.M., Delagoché J., Canvin B. Statistical Properties of Nuclei. N.Y., Plenum Press, 1972, p. 367.
20. Newstead C.M., Cierjacks S. In [1], p. 230.
21. Tanaka S. Ibid., p. 212.
22. Busck B., Perey F. Phys. Rev. Letters, 1962, v. 8, p. 444; Mughabghab S.F., Garber D.I. BNL-325. 3 ed. 1973, v. 1.
23. Feshbach H., Kerstan A.K., Lemmer R.H. Ann. Phys. 1967, v. 41, p. 230.
24. Адамчук Ю.В., Широких В.К. Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 495.
25. Benzi V., Fabbrì F., Reffo G. In [1], p. 83.
26. Ефросинин В.П., Куденко Ю.Г., Мусаелян Р.М., Попов В.И. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч. I, с. 118; Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В. Там же, с. 269.
27. Ellis T. M. In: Proceedings International Conference of Interaction on Neutrons with Nuclei. Lowell, 1976, p. 171.
28. Ferguson A., Van Heerden I.J., Moldauer P., Smith A. Ibid., p. 204.
29. Rao C.R. e.a. Phys. Rev., 1973, v. C7, p. 733.
30. Шаши Р. е.а. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч. 4, с. 237.
31. Delagoché J.P., Lagrange Ch., Salvy J. In [2], v. 1, p. 251.
32. Jary J., Lagrange Ch., Thomét P. INDC(FR)-9/L. France, 1977.
33. WRENDA 76/77. IAEA, 1976, p. 61.
34. Guenther P., Nagel D., Smith A. ANL/NDM-16, 1975.
35. Couchell G.P. e.a. In [27]. Contributed Paper PH 2/E22.
36. Николаев М.Н. и др. Нейтронные данные для ^{238}U . Препринт ОБ-45. Обнинск, ФЭИ, 1978.
37. Egan J.J. e.a. Nuclear Cross-Sections and Technology.-In: NBS Special Publication 425, 1975, v. 2, p. 950.
38. Naouat G. e.a. INDC (FR)-13/L. France, 1977.
39. Проняев В.Г. См. [26], с. 81.
40. Petersen R.I. Ann. Phys., 1969, v. 53, p. 40.
41. Блохин А.И. Материалы 28-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Алма-Ата, 1978 г.). Д., Наука, 1978, с. 475; Блохин А.И., Игнатюк А.В. Проблемы ядерной физики и космических лучей. Харьков, Вища школа, 1977, вып. 7, с. III.
42. Дунев В.П. Изв. АН СССР. Сер. Физ., 1977, т. 41, с. 199.
43. Сооред Д.Ф. е.а. Phys. Rev. 1977, v. C16, p. 2223.
44. Griffin J.J. Phys. Rev. Letters, 1966, v. 17, p. 478;
Влапн М. Ibid., 1971, v. 27, p. 337;
Нагр С.Д., Миллер J.M. Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 1847.

45. С а л ь в и к о в О.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1971, вып. 7, с. 134; Н е г м с д о r f D. e.a. Kernenergie, 1972, v. 15, p. 384.
46. С o h e n В.Л. e.a. Phys. Rev., 1973, v. C7, p. 631.
47. В е r t r a n d Р.Е., Р e e l l e R.W. Phys. Rev., C8, 1973, v.C8, p. 1045.
48. И г н а т ю к А.В., Д у н е в В.П., П р о н я е в В.Г. Изв. АН СССР. Сер. Физ., 1975, т.39, с. 2144; Препринт ФЭИ-682. Обнинск, 1976.
49. S a t c h l e r G.R. Phys.Rep., 1964, v.14, p.97;
Б о р з о в И.Н., К а м е р д ж и е в С.П. Изв. АН СССР. Сер. Физ., 1977, т. 41, с. 4.
50. В e r t s c h G., Т s a i S.F. Phys. Rep., 1975, v. 18C, p. 125; L i u К.Р., В г о w n G.Е. Nucl.Phys., 1976, v. A265, p. 385.
51. С о л о в ь е в В.Г. Избранные вопросы структуры ядра. Дубна, ОИЯИ, 1976, т. 2, с. 146;
см. также [27], с. 421.
52. W a g n e r W.T., G r a w l e y G.M., Н а ш л е r s t r e i n С.В. Phys. Rev., 1975, v.C11, p. 486.
53. К а м ш е r d i e n e r I.L. UCRL-51232, 1972.
54. Б л о х и н А.И., И г н а т ю к А.В., Д у н е в В.П., П р о н я е в В.Г. См. [26], ч.2, с.130.
55. С и н д р о Н. Материалы 3-й Международной школы по нейтронной физике. Дубна, ОИЯИ, 1978, с. 218

УДК 621.039.556

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ УРОВНЕЙ ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ года)

В.А. А н у ф р и е в, С.И. Б а б и ч, А.Г. К о л е с о в, В.Н. Н е ф е д о в,
В.С. А р т а м о н о в, Р.Н. И в а н о в, С.М. К а л е б и н

NEUTRON RESONANCE PARAMETERS OF ISOTOPE ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ y).
The total neutron cross-sections of radioactive isotope ^{60}Co
have been measured on the reactor SM-2 neutron spectrometer
The resonance integral capture was found to be $I_{0,4} = 4,0 \pm$
 $\pm 0,7$ b, the estimate of total neutron cross-section for
 $E_0 = 0,025$ eV was made with an accuracy 6 b.

Радиоактивный ^{60}Co нашел широкое применение в промышленности и медицине. Самый доступный и распространенный способ получения этого изотопа – облучение металлического кобальта в ядерном реакторе. Для выяснения оптимальных условий накопления такого продукта необходимо знать нейтронные сечения $^{59,60}\text{Co}$. Ввиду ограниченной информации по этим сечениям класса нечетно-нечетных ядер исследование ^{60}Co представляет также и научный интерес. В настоящее время имеется только одна работа [1] по измерению резонансного интеграла захвата и сечения захвата в тепловой области. В этой работе используется активационный метод анализа и полностью отсутствуют сведения о полных сечениях.

В данной работе измерение полного сечения ^{60}Co проводили методом времени пролета на нейтронном спектрометре реактора SM-2 [2], лучшее разрешение которого (на пролетной базе 91,7 м) составило 70 нс/м.

Радиоактивный ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ года) получен путем облучения в реакторе SM-2 металлического кобальта, содержащего 99,98% ^{59}Co . Для уменьшения эффектов самоэкранировки облучаемого материала образец кобальта набирали из 15 металлических пластин размером $1 \times 1,28 \times 8$ мм³ каждая, проложенных алюминиевыми прокладками толщиной 1 мм. Облучение осуществлялось в вертикальном канале реактора SM-2 с плотностью нейтронного потока $2,14 \cdot 10^{14}$ нейтр./(см²·с). Содержание ^{60}Co определяли

γ -спектрометрическим методом облученных индикаторных мониторов, которые были расположены по всей поверхности образца. В облученном образце находилось: $^{59}\text{Co} - (1,25 \pm 0,03) \cdot 10^{23}$ ядро/см² и $^{60}\text{Co} - (7,9 \pm 1,2) \cdot 10^{21}$ ядро/см². Основную ошибку в определении количества ^{60}Co внесла поправка на самоэкранировку.

С помощью установки для проведения экспериментов с высокоактивными образцами на нейтронном спектрометре было измерено пропускание образца кобальта в области энергий 0,01-3000 эВ. Статистическая ошибка в пропускании на крыльях резонансов составляла 1-2%, нейтронный фон не превышал 2%. В исследуемой области энергий нейтронов обнаружено четыре уровня, относящихся к ^{60}Co . Резонансные параметры (положение уровней и приведенная нейтронная ширина), рассчитанные методом площадей, приведены ниже (средняя радиационная ширина равна 450 мэВ):

E_0 , эВ	$q\Gamma_n^0$, мэВ
820	55 \pm 8
1740	80 \pm 15
2020	490 \pm 70
2505	97 \pm 15

Измерения пропускания в тепловой области дали возможность оценить сечение ^{60}Co при $E_0 = 0,0253$ эВ в пределах 6 б.

Резонансный интеграл захвата для ^{60}Co , рассчитанный по найденным параметрам, равен 4,0 \pm 0,7 б.

Список литературы

1. Н о г г С.Н. Report IN-1024, 1966.
2. Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронный спектрометр по методу времени пролета на реакторе СМ-2. Препринт НИИАР П-6 (272). Димитровград, 1976.

УДК 621.039.556

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ИЗОТОПОВ ОСМИЯ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1-550 эВ

Т.С. Беланова, С.И. Бабич, А.Г. Колесов, В.А. Поручиков

NEUTRON RESONANCE PARAMETERS OF OSMIUM ISOTOPES IN THE ENERGY RANGE FROM 1 TO 550 eV. The transmission of 1 to 550 eV neutrons through 6 samples of osmium, enriched in the 186, 187, 188, 189, 190, 192 isotopes, have been measured on the reactor SM-2 neutron spectrometer. Neutron resonance parameters were obtained from shape analysis. The potential scattering cross-sections were found. The neutron strength functions of $(2,340,9) \cdot 10^{-4}$ and $(1,78 \pm 0,58) \cdot 10^{-4}$ were determined for 187Os and 189Os respectively. The mean level spacings and the average radiation widths have been calculated for 186, 187, 188, 189 osmium isotopes. The ten resonances of even-even osmium isotopes were observed for the first time.

Исследование нейтронных резонансов изотопов осмия представляет несомненный интерес для:

- получения значений силовых функций S_0 и радиационных ширин Γ_r нейтронных резонансов в области ядер с массами 186-192, которая является переходной от деформированных ядер к сферическим;
- исследования нестатистических эффектов как в чередовании нейтронных уровней четных изотопов, так и в энергетической зависимости величин приведенных нейтронных ширин уровней $[1,2]$.

Следует отметить, что нейтронные резонансные параметры изотопов осмия исследованы недостаточно, главным образом из-за отсутствия одноизотопных образцов оптимальных размеров. Первые данные о резонансных параметрах изотопов осмия для энергий нейтронов ниже 500 эВ были получены на киевском селекторе [3,4]. Более обширная информация о положении уровней нечетных изотопов ^{187}Os и ^{189}Os получена при определении спинов нейтронных резонансов [5-9].

Настоящая работа выполнена на реакторе СМ-2 методом времени пролета. На механическом селекторе нейтронов с магнитным подвесом роторов [10] в области энергий 1-550 эВ были измерены пропускания шести образцов осмия, обогащенных изотопами ^{186}Os , ^{187}Os , ^{188}Os , ^{189}Os , ^{190}Os , ^{192}Os . Лучшее разрешение спектрометра на пролетной базе 91,7 м составляло 70 нс/м. Характеристики образцов, изготовленных из металлического порошка, приведены в табл.1. Во всех образцах содержание изотопа ^{184}Os не превышало 0,05%. Статистическая точность измерений составляла 0,5-1,5%, отношение фон - эффект изменялось от 0,7 до 3%.

Таблица 1

Характеристики образцов осмия

Номер образца	Обогащение изотопом осмия	Масса образца, мг	Содержание											
			^{186}Os		^{187}Os		^{188}Os		^{189}Os		^{190}Os		^{192}Os	
			$\times 10^{-4}$, атом/б	%										
1	^{186}Os	169,5	31,7	42,1	7,21	9,6	13,3	17,9	6,83	9,2	7,75	10,5	7,8	10,7
2	^{187}Os	132,5	0,51	0,8	11,4	18,1	26,4	42,2	18,8	25,3	4,83	7,8	3,56	5,8
3	^{188}Os	451	0,83	0,5	0,82	0,5	130,8	80,1	16,7	10,3	9,5	5,9	4,3	2,7
4	^{189}Os	394,5	0,08	0,05	0,49	0,4	3,52	2,9	96,3	79,8	16,7	13,9	3,56	3,0
5	^{190}Os	879	0,14	0,05	0,14	0,05	2,4	0,9	10,7	4,0	240	89,9	13,7	5,2
6	^{192}Os	800	0,14	0,05	0,14	0,05	0,74	0,3	1,63	0,6	6,2	2,3	259	96,8

Параметры нейтронных резонансов (положение уровней E_0 , значения нейтронных Γ_n и полных Γ ширины) вычисляли методом площади и формы по одноуровневой формуле Брейта-Вигнера. Одновременно для каждого изотопа вычисляли сечение потенциального рассеяния нейтронов σ_p .

Нечетные изотопы осмия. В табл.2 приведены параметры нейтронных резонансов ^{187}Os , ^{189}Os , полученные путем пропускания образцов № 2 и 4. Из таблицы видно, что основной по исследованию изотоп (^{187}Os , образец № 2) имеет слабое обогащение (18,1%) и малое количество вещества (132 мг). Это обстоятельство усложнило идентификацию уровней и обусловило увеличение ошибки в определении параметров нейтронных резонансов.

Таблица 2

Параметры нейтронных резонансов нечетных изотопов осмия

Изотоп	E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ	Изотоп	E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ
^{187}Os	$9,50 \pm 0,04$	86 ± 3	$1,75 \pm 0,02$	^{187}Os	$43,33 \pm 0,17$	-	$15,3 \pm 2,0$
	$12,73 \pm 0,06$	105 ± 3	$11,2 \pm 0,1$		$47,65 \pm 0,18$	-	$21,8 \pm 1,5$
	$20,24 \pm 0,08$	84 ± 7	$1,97 \pm 0,03$		$49,54 \pm 0,20$	-	$3,5 \pm 1,0$
	$26,34 \pm 0,10$	90 ± 40	$0,50 \pm 0,05$		$50,15 \pm 0,20$	-	65 ± 10
	$28,43 \pm 0,12$	-	$0,5 \pm 0,2$		$61,9 \pm 0,2$	-	9 ± 1
	$39,46 \pm 0,15$	-	$2,5 \pm 1,0$		$63,5 \pm 0,2$	-	36 ± 5
	$40,45 \pm 0,17$	-	$16,8 \pm 1,0$		$65,5 \pm 0,3$	-	$1,5 \pm 0,8$
					$71,5 \pm 0,4$	-	$1,9 \pm 0,5$

Изо- топ	E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ	Изо- топ	E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ
^{189}Os	$6,75 \pm 0,01$	98 ± 2	$2,83 \pm 0,05$	^{189}Os	$50,28 \pm 0,20$	-	$19,6 \pm 1,0$
	$9,02 \pm 0,04$	108 ± 3	$8,4 \pm 0,2$		$51,20 \pm 0,20$	-	$1,3 \pm 0,2$
	$10,35 \pm 0,05$	99 ± 3	$3,35 \pm 0,05$		$54,76 \pm 0,20$	-	$19,2 \pm 1,0$
	$13,95 \pm 0,07$	-	$0,020 \pm 0,001$		$60,5 \pm 0,2$	-	$13,7 \pm 0,8$
	$18,82 \pm 0,08$	100 ± 14	$4,97 \pm 0,10$		$63,7 \pm 0,2$	-	$11,5 \pm 1,0$
	$22,15 \pm 0,09$	112 ± 7	$7,6 \pm 0,5$		$65,0 \pm 0,3$	-	13 ± 6
	$22,96 \pm 0,10$	97 ± 20	$0,21 \pm 0,05$		$65,7 \pm 0,3$	-	6 ± 3
	$27,56 \pm 0,12$	106 ± 8	$4,2 \pm 0,1$		$71,9 \pm 0,4$	-	$3,2 \pm 0,3$
	$28,46 \pm 0,12$	103 ± 7	$9,5 \pm 0,5$		-	-	-
	$30,45 \pm 0,13$	123 ± 10	$0,74 \pm 0,02$		-	-	-
	$39,04 \pm 0,15$	-	$4,1 \pm 0,8$		-	-	-
	$41,66 \pm 0,17$	99 ± 20	$0,79 \pm 0,03$		-	-	-
	$43,24 \pm 0,17$	104 ± 14	$2,23 \pm 0,07$		-	-	-

Параметры рассчитаны до энергии 72 эВ. Полученные значения E_0 резонансов $^{187}, ^{189}\text{Os}$ хорошо согласуются со значениями, опубликованными в работах [8,9]. По сравнению с результатами настоящей работы в публикациях [3,4] для $^{187}, ^{189}\text{Os}$ наблюдается пропуск уровней, а величины Γ и $2q\Gamma_n^0$ у значительной части уровней завышены.

Четные изотопы осмия. Параметры нейтронных резонансов $^{186}, ^{188}, ^{190}, ^{192}\text{Os}$, полученные из пропуска-ния образцов № 1, 3, 5 и 6, приведены в табл.3.

Таблица 3

Параметры нейтронных резонансов четных изотопов осмия

Изотоп	E_0 , эВ	Γ , мэВ	Γ_n , мэВ
^{186}Os	$22,38 \pm 0,10$	82 ± 6	$10,0 \pm 0,5$
	$44,61 \pm 0,17$	178 ± 15	$67,5 \pm 2,5$
	$66,04 \pm 0,20$	-	$20,5 \pm 2,0$
	$89,3 \pm 0,40$	-	-
	137 ± 2	-	-
	237 ± 2	-	-
	337 ± 3	-	-
^{188}Os	$38,67 \pm 0,15$	138 ± 5	$32,7 \pm 1,5$
	$46,92 \pm 0,17$	-	$0,08 \pm 0,01$
	$78,3 \pm 0,3$	-	320 ± 10
	149 ± 1	-	-
	$190,5 \pm 1,0$	-	-
	251 ± 2	-	-
	314 ± 3	-	-
	384 ± 3	-	-
	473 ± 4	-	-
523 ± 5	-	-	

Изотоп	E_0 , эВ	Γ , мэВ	Γ_n , мэВ
^{190}Os	$91,3 \pm 0,5$	-	-
	145 ± 1	-	-
	226 ± 2	-	-
	341 ± 3	-	-
	528 ± 5	-	-
^{192}Os	$20,45 \pm 0,10$	-	$0,028 \pm 0,001$
	127 ± 1	-	-
	505 ± 5	-	-

У ^{186}Os до энергии 350 эВ обнаружено семь уровней; для трех первых рассчитаны резонансные параметры. При расчете Γ_n уровня 66,04 эВ принималось $\Gamma_\gamma = 90$ мэВ. Резонанс с энергией 337 ± 3 эВ ранее не наблюдался.

У ^{188}Os найдено десять резонансов, пять из которых (46,92; 149; 251; 473 и 523 эВ) получены впервые. Для трех первых уровней рассчитаны параметры. Резонанс 46,92 эВ идентифицирован неоднозначно; возможно, он принадлежит ^{184}Os .

Для $^{190}, ^{192}\text{Os}$ проведена только идентификация и определено положение резонансов.

Следует отметить, что часть уровней у изотопов осмия, полученных авторами ранее [11], не была правильно идентифицирована. Результаты настоящих измерений привели к перераспределению этих уровней между изотопами осмия.

В табл.4 приведены значения σ_p , S_0 , среднее расстояние между уровнями (\bar{D}) и $\bar{\Gamma}_\gamma^0$ для исследованных изотопов осмия.

Наблюдается согласие величин средних расстояний между уровнями как для ^{186}Os , так и для ^{189}Os , чего нельзя сказать о величинах \bar{D} для $^{187}, ^{188}\text{Os}$. В работе [12] они заметно выше. Скорее всего это завышение обусловлено имеющимся пропуском уровней.

Таблица 4

Величины σ_p , S_0 , \bar{D} и $\bar{\Gamma}_\gamma^0$ для изотопов осмия

Изотоп	σ_p , б	$S_0 \cdot 10^4$	\bar{D} , эВ	$\bar{\Gamma}_\gamma^0$, мэВ
^{186}Os	21 ± 5	$2,2 \pm 1,6$	22 ± 4	90 ± 7
^{187}Os	8 ± 4	$2,3 \pm 0,9$	$4,4 \pm 0,4$	88 ± 5
^{188}Os	9 ± 2	$3,7 \pm 2,1$	38 ± 6	100 ± 10
^{189}Os	11 ± 2	$1,78 \pm 0,58$	$3,4 \pm 0,2$	101 ± 3
^{190}Os	21 ± 2	-	-	-
^{192}Os	28 ± 2	-	-	-

Список литературы

1. Беляев Ф.Н., Боровлев С.П., Сухоручки и С.И. Группирование в распределении расстояний между нейтронными уровнями.- В кн.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Все-

- союзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая—1 июня 1973 г.). М., ЦНИАтоминформ, 1974, ч. 2, с. 221—225.
2. Попов А.Б., Файков Х., Хван Чер Гу. Параметры нейтронных резонансов изотопов рения. Препринт РЗ-10377. Дубна, 1977.
 3. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И. и др. Исследование взаимодействия медленных нейтронов с изотопами ряда элементов в области массовых чисел 168—192.—В кн.: Нейтронная физика (Материалы I-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике). Киев, Наукова думка, 1972, ч. I, с. 181.
 4. Пшеничный В.А. Исследование взаимодействия медленных нейтронов с изотопами иттербия—168, осмия—186, 187, 188, 189, 190, 192 и платины—190, 192, 194, 195, 196, 198. Автореферат, Киев, 1975.
 5. Wetzel K.E., et al. Phys. Rev., 1970, v. C-1, p. 1501.
 6. Каржавина Э.Н., Ким Сек Су, Попов А.Б. Определение спинов нейтронных резонансов по множественности γ -квантов. Отчет ОИЯИ РЗ-6092. Дубна, 1971.
 7. Балабанов Н.П., Гледнев Ю.М., Ким Тхе Себи др. Исследование реакции (n, γ) на деформированных ядрах. Отчет ОИЯИ, РЗ-7376. Дубна, 1973.
 8. Нашевон А.И. et al. Nucl. Phys., 1975, v. A-237, p. 45.
 9. Stolz A.J. et al. Phys. Rev., 1976, v. 14, p. 965.
 10. Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронный спектрометр по методу времени пролета на реакторе СМ-2. Препринт НИИАР П-6(272). Димитровград, 1976.
 11. Беланова Т.С., Колесов А.Г., Сафонов В.А. и др. Исследование нейтронных резонансов изотопов осмия в области энергий 4—300 эВ.—Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 5, с. 437.
 12. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И. и др. Взаимодействие медленных нейтронов с изотопами Ос и Рт.—Ядерная физика, 1975, т. 22, вып. 4, с. 674.

УДК 621.039.556

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ УРОВНЕЙ ^{153}Eu , ^{154}Eu ($T_{1/2} = 8,6$ года)
и ^{155}Eu ($T_{1/2} = 4,7$ года)

В.А. Ануфриев, А.Г. Колесов, В.Н. Нефедов, В.А. Поручиков,
В.А. Сафонов, В.С. Артамонов, Р.Н. Иванов, С.М. Калевин

NEUTRON RESONANCE PARAMETERS OF ISOTOPES ^{153}Eu , ^{154}Eu ($T_{1/2} = 8,6$ y) and ^{155}Eu ($T_{1/2} = 4,7$ y). The total neutron cross-sections of isotopes ^{153}Eu , ^{154}Eu ($T_{1/2} = 8,6$ y) and ^{155}Eu ($T_{1/2} = 4,7$ y) have been measured between 0,07 and 32 eV. The resonance parameters have been obtained by a single level shape analysis. The resonance integral captures were calculated.

Настоящая работа является продолжением исследования резонансных параметров радиоактивных ядер и продуктов деления на нейтронном спектрометре реактора СМ-2 и посвящена измерению полных нейтронных сечений $^{153-155}\text{Eu}$. Такая информация представляет интерес при расчетах влияния продуктов деления на реакторные характеристики [1]. Усредненные по реакторному спектру полные сечения $^{154,155}\text{Eu}$, полученные активационным методом, приводятся в работах [2,3]. Первые результаты по измерению полных нейтронных сечений $^{154,155}\text{Eu}$ были получены на нейтронном спектрометре в Институте ядерных исследований АН УССР [4,5].

Измерение пропускания образцов европия выполнены на нейтронном спектрометре реактора СМ-2 [6] с лучшим разрешением, равным 70 нс/м. В качестве регистрационной системы использовали гелиевые счетчики СМ-17 и 4096-канальный временной анализатор.

Информация о резонансных параметрах ^{153}Eu , полученная в тех же условиях, что и при исследовании радиоактивных изотопов европия, необходима для расчета и идентификации нейтронных уровней образцов. В измерениях пропускания ^{153}Eu использовали образцы в виде Eu_2O_3 , обогащенные ^{153}Eu до 98,9%. Состав этих образцов приведен в табл.1. Резонансные параметры ^{153}Eu в области 0,07-32 эВ представлены в табл.2. Для уровней с энергиями 4,77; 15,25 и 22,56 эВ наблюдается заметное отличие полученных авторами данной работы величин приведенных нейтронных ширин от аналогичных величин, рекомендованных в работе [7]: 0,06; 0,42 и 3,04 мэВ соответственно.

Таблица 1
Состав стартовых образцов ^{153}Eu , ядро/см²

Номер образца	^{151}Eu	^{153}Eu
1	$1,44 \cdot 10^{20}$	$1,28 \cdot 10^{22}$
2	$7,93 \cdot 10^{19}$	$7,04 \cdot 10^{21}$
3	$2,46 \cdot 10^{19}$	$2,19 \cdot 10^{21}$
4	$1,35 \cdot 10^{19}$	$1,21 \cdot 10^{21}$

Накопление радиоактивных изотопов ^{154}Eu ($T_{1/2} = 8,6$ года) и ^{155}Eu ($T_{1/2} = 4,7$ года) осуществлялось путем облучения стартовых изотопов Eu_2O_3 (98,9% ^{153}Eu и 1,1% ^{151}Eu) в реакторе СМ-2. Для идентификации нейтронных уровней ^{154}Eu и ^{155}Eu исследовали два образца, различающихся соотношением этих изотопов. Первый образец массой 200 мг облучали в вертикальном канале реактора СМ-2 с плотностью невозмущенного потока $8,8 \cdot 10^{14}$ нейтр./(см²·с). Второй образец массой 400 мг, помещенный в кадмиевый экран, облучали в том же канале реактора с плотностью потока эпикадмиевых нейтронов $3,1 \cdot 10^{13}$ нейтр./(см²·с). Изотопный состав облученных и необлученных образцов европия определяли масс-спектрометрическим методом (табл.3).

Таблица 2
Параметры нейтронных резонансов ^{153}Eu

E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2\sigma\Gamma_n^0$, мэВ	E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2\sigma\Gamma_n^0$, мэВ
1,728	87±5	0,048±0,03	16,68	110±10	1,33±0,08
2,450	88±8	1,14±0,05	17,52	90±17	0,45±0,05
3,302	101±5	0,86±0,12	17,95	90±7	4,20±0,08
3,905	90±8	1,0±0,1	18,68	147±18	2,80±0,10
4,77	91±4	0,031±0,007	19,95	124±17	9,67±1,03
6,16	101±6	0,59±0,04	22,56	91±14	2,22±0,23
8,85	88±8	3,65±0,31	23,68	91±17	2,88±0,40
11,61	94±5	3,96±0,12	26,2	90±10	0,16±0,10
12,42	76±10	0,12±0,04	28,65	67±13	1,68±0,07
13,22	90±5	0,32±0,01	29,9	90±10	0,21±0,10
15,25	110±9	0,27±0,03	31,2	116±10	1,97±0,41
16,33	90±10	0,015±0,008			

Таблица 3
Состав облученных и необлученных образцов европия

Изотопы	Образец № 1 (кадмированный), ядро/см ²		Образец № 2 (открытый), ядро/см ²	
	до облучения	после облучения	до облучения	после облучения
^{151}Eu	$1,44 \cdot 10^{20}$	$1,20 \cdot 10^{20}$	$7,93 \cdot 10^{19}$	$7 \cdot 10^{17}$
^{152}Eu	-	$1,2 \cdot 10^{19}$	-	$7 \cdot 10^{18}$
^{153}Eu	$1,20 \cdot 10^{22}$	$1,18 \cdot 10^{22}$	$7,04 \cdot 10^{21}$	$5,4 \cdot 10^{21}$
^{154}Eu	-	$6,35 \cdot 10^{20}$	-	$1 \cdot 10^{21}$
^{155}Eu	-	$2,7 \cdot 10^{19}$	-	$2,8 \cdot 10^{20}$
^{152}Sm	$1,32 \cdot 10^{18}$	$2,54 \cdot 10^{18}$	$7,25 \cdot 10^{17}$	$4,62 \cdot 10^{18}$
^{156}Gd	-	$1 \cdot 10^{17}$	-	$2,1 \cdot 10^{20}$

Измерения пропускания образцов проводили относительно "пустого" фальшобразца и фальшобразца из стартового европия. Такие измерения с использованием разных образцов, а также привлечение данных по ^{153}Eu позволили надежно идентифицировать уровни изотопов ^{154}Eu и ^{155}Eu и рассчитать их резонансные параметры. Для ^{154}Eu в области 0,07-27 эВ идентифицированы 20 уровней, для ^{155}Eu в области 0,07-33 эВ найдено семь уровней. Резонансные параметры, рассчитанные методом формы, приведены в табл. 4 и 5.

Таблица 4

Параметры нейтронных резонансов ^{154}Eu

E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ	E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ
0,188	160 ± 15	$0,157 \pm 0,032$	9,48	113 ± 9	$0,57 \pm 0,06$
0,842	126 ± 12	$0,035 \pm 0,003$	10,70	108 ± 15	$0,12 \pm 0,02$
1,372	108 ± 5	$0,26 \pm 0,02$	10,95	115 ± 10	$0,17 \pm 0,02$
3,51	115 ± 15	$0,10 \pm 0,02$	12,54	175 ± 22	$0,28 \pm 0,04$
4,14	130 ± 20	$0,27 \pm 0,02$	13,68	117 ± 20	$0,170 \pm 0,013$
5,22	140 ± 6	$0,18 \pm 0,01$	15,97	100 ± 21	$0,095 \pm 0,012$
5,63	127 ± 10	$0,110 \pm 0,005$	21,07	135 ± 18	$0,91 \pm 0,04$
6,65 ^x	100	0,01	22,17	145 ± 20	$0,59 \pm 0,04$
6,82	152 ± 8	$0,47 \pm 0,03$	25,10	120 ± 30	$0,22 \pm 0,02$
9,32	108 ± 10	$0,88 \pm 0,09$	27,30	96 ± 7	$0,12 \pm 0,01$

x Возможно, уровень ^{154}Eu .

Таблица 5

Параметры нейтронных резонансов ^{155}Eu

E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ
0,602	90 ± 6	$4,30 \pm 1,03$
2,04	100	0,032
7,19	100	0,078
15,48	100 ± 9	$1,49 \pm 0,11$
20,70	110 ± 18	$3,08 \pm 0,15$
26,2	100	0,64
33,10	100 ± 20	$13,9 \pm 2,4$

На основе экспериментальных результатов для изотопов ^{154}Eu и ^{155}Eu получены средние расстояния между уровнями $1,1 \pm 0,1$ и $4,8 \pm 0,4$ эВ и силовые функции на спиновое состояние $2,5 \cdot 10^{-4}$ и $2,35 \cdot 10^{-4}$, что согласуется с результатами расчетов, выполненных по статистическим моделям в области изучаемых массовых чисел [8]. По полученным параметрам уровней были рассчитаны резонансные интегралы захвата, равные для ^{154}Eu 1620 ± 240 б и для ^{155}Eu - 17600 ± 4000 б.

Список литературы

1. Т у р о г J.G. Panel Meeting on Fission Nuclear Data. Bologna, IAEA, 1973.
2. Н а у д е н R.I. Phys.Rev., 1949, v.75, p.1500.
3. М о w a t t R.S. Canad. J. Phys., 1970, v.48, p.1933.
4. Р а з б у д е й В.Ф., В е р т е б н ы й В.П., М у р а в и ц к и й А.В. Измерение полных сечений радиоактивных образцов на нейтронном спектрометре с тонким пучком. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.3, с.161-165.
5. В е р т е б н ы й В.П., В о р о н а П.Н., К а л ь ч е н к о А.И. и др. Плотность уровней, средние ширины и силовая функция стабильных и радиоактивных изотопов европия. - В кн.:

Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч.2, с.267-271.

6. Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронный спектрометр по методу времени пролета на реакторе СМ-2. Препринт НИИАР П-6 (272). Дмитровград, 1976.

7. ENI-325, 3 ed., 1973.

8. Lauterbach G. RSN-191, 1973.

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$

В.М. Бычков, В.Н. Манюхин, А.Б. Пашенко, В.И. Пляскин

В обзоре рассматриваются пороговые реакции $(n,2n)$, а также реакции (n,p) и (n,α) , которые являются пороговыми из-за кулоновского барьера ядра, препятствующего испусканию заряженных частиц. В этих реакциях эффективный порог определяется высотой кулоновского барьера.

Практический интерес к сечениям пороговых реакций вызван широким применением этих реакций в экспериментальных методах ядерной физики (например, в методе пороговых индикаторов при измерении спектра нейтронов в активной зоне реактора или в нейтронном активационном анализе).

Наиболее полные компиляции экспериментальных данных по нейтронным сечениям для активационного анализа выполнены в работах [1,2]. В справочнике по активационному анализу [3] содержится компиляция данных, взятая из [2]. В работе [4] сечения пороговых реакций получены на основе имеющихся экспериментальных данных и результатов полуэмпирических оценок. Точность приведенных в этой работе сечений невелика, и ее результаты можно использовать только для грубой оценки величин.

Разработке файлов оцененных данных для нейтронного активационного анализа посвящены работы [5-7]. Состояние данных для нейтронной дозиметрии анализируется в работе [8]. Несмотря на то что сечения пороговых реакций, используемых в активационном анализе, экспериментально изучены лучше по сравнению с сечениями других реакций, требуемая точность оцененных данных в некоторых случаях не достигнута. Кроме того, наблюдаются существенные расхождения между расчетными и экспериментальными интегральными сечениями (средними по спектру нейтронов деления) для некоторых реакций.

В настоящей работе не уделяется специального внимания данным по активационному анализу и уточнению необходимых для этого сечений. Цель работы - по возможности полный обзор экспериментальной информации по пороговым реакциям и рассмотрение теоретических моделей, а также эмпирических и полуэмпирических систематик, используемых для оценки сечений. Такой подход, по мнению авторов, может оказаться продуктивным в смысле разработки методов оценки и рекомендаций для их непосредственного практического применения. В данном обзоре авторы ограничиваются реакциями (n,p) , (n,α) и $(n,2n)$ в диапазоне начальных энергий нейтрона от порога реакции до 20 МэВ и в интервале ядер с $Z \geq 20$. В дальнейшем диапазон ядер и набор реакций будут расширены.

Обзор состоит из четырех частей^х. В первой части рассмотрены теоретические модели, используемые для расчета нейтронных сечений, а также эмпирические и полуэмпирические методы оценки сечений. Во второй, третьей и четвертой частях на рисунках и в таблицах приведена вся имеющаяся экспериментальная информация по сечениям реакций (n,p) , (n,α) и $(n,2n)$ в области энергий налетающих нейтронов от порога до 20 МэВ. Учтены экспериментальные данные, опубликованные до конца 1977 г. Для отдельных изотопов на рисунках приведены рекомендованные кривые, полученные с использованием теоретических моделей. В таблицах даны оцененные сечения в точке 14,5 МэВ.

^х В настоящем выпуске публикуются первые две части обзора.

THE THRESHOLD REACTIONS CROSS-SECTIONS (n, p), (n, α), (n, 2n). The (n, p), (n, α), (n, 2n) threshold reactions review for nuclei with $Z \geq 20$ in the neutron energy range from threshold up to 20 MeV is made. Review consists of four parts. In the first part the theoretical methods of cross-sections calculations and the empirical or semiempirical systematics are considered. In the second, third and fourth parts the experimental data compilations on (n, p), (n, α) and (n, 2n) excitation functions are given. The recommended values of cross-sections at 14,5 MeV neutron energy are given in tables. For some isotopes the recommended curves of excitation functions also are given on graphs.

ОПИСАНИЕ СЕЧЕНИЙ В РАМКАХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Концепция составного ядра и неравновесные процессы

Боровская концепция составного ядра оказалась весьма плодотворной для объяснения наблюдаемых на эксперименте сечений взаимодействия частиц с атомными ядрами и энергетических спектров вторичных частиц. Примерно до середины шестидесятых годов экспериментальные данные при средних и низких энергиях анализировались в рамках этого подхода и считалось, что статистическая теория, в основе которой лежит предположение об образовании и дальнейшем независимом распаде составного ядра, достаточно хорошо описывает наблюдаемые сечения реакций и спектры эмиссии частиц. Однако в последние годы в связи с улучшением качества экспериментальных данных и более совершенными методами их анализа стало очевидно, что наряду со статистическими процессами необходимо учитывать и нестатистические процессы даже при небольшой энергии налетающей частицы.

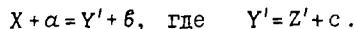
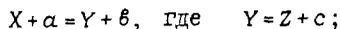
В данной главе будут рассмотрены ядерные реакции при энергиях до 20 МэВ. При этих энергиях возбуждение составного ядра может оказаться достаточным для испускания двух частиц. В таком случае возможны реакции типа $X(\alpha, \beta)Y$ и $X(\alpha, \beta c)Z$. Статистическая интерпретация ядерной реакции дана В. Вайскопфом [9]. Рассматривается реакция типа



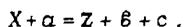
Если возбуждение остаточного ядра Y окажется выше энергии связи частицы c , может произойти распад этого ядра:



Реакция $X(\alpha, \beta c)Z$ в предположении о последовательном или каскадном испускании частиц возбужденным ядром может происходить за счет двух различных механизмов:



Если промежуток времени между испусканием первой и второй частиц становится очень коротким (порядка времени пролета нуклона через ядро), то нельзя говорить об определенном возбужденном состоянии Y или Y' , существующем между двумя испусканиями. В этом случае реакция записывается в виде



Эта реакция соответствует одновременному испусканию двух частиц β и c без образования промежуточного состояния.

В экспериментальных условиях процессы $(a, \beta c)$ и $(a, c \beta)$ не разделяются, поэтому наблюдаемое сечение реакции с испусканием двух частиц будет равно

$$\tilde{\sigma}(a, \beta c) = \sigma(a, \beta c) + \sigma(a, c \beta).$$

Следуя концепции составного ядра, сечение реакции $X(a, \beta)Y$ можно записать как

$$\sigma(a, \beta) = \sigma_a G_\beta, \quad (1)$$

где σ_a - сечение образования составного ядра частицей a ;

G_β - вероятность распада составного ядра с испусканием частицы β .

Умножение вероятностей σ_a и G_β означает их независимость. Физически это соответствует тому, что распад составного ядра не зависит от способа его образования. Для описания вероятности вводится понятие ширины канала Γ_β , которая может быть найдена с помощью принципа детального равновесия:

$$\Gamma_\beta = \frac{g_\beta}{2\pi^2 \rho_c(E_\alpha + S_\alpha)} \int_0^{E_{max}^\beta} dE k_\beta^2(E) \rho_Y(U_\beta) \sigma_\beta(E). \quad (2)$$

Здесь $g_\beta = 2S_\beta + 1$, где S_β - спин частицы β ;

$\rho_c(E_\alpha + S_\alpha)$ - плотность уровней составного ядра при энергии возбуждения $U_\alpha = E_\alpha + S_\alpha$,
где S_α - энергия связи частицы a в составном ядре;

$E_{max}^\beta = \frac{A}{m_\alpha + A} E_\alpha + Q_{\alpha\beta}$ - максимальная энергия вылетающей частицы β , где m_α - масса частицы a ,
 $Q_{\alpha\beta} = S_\alpha + S_\beta$ - энергия реакции (a, β) ;

$k_\beta(E)$ - волновое число частицы β ;

$\sigma_\beta(E)$ - сечение обратной реакции, или сечение поглощения составным ядром частицы β ;

$\rho_Y(U_\beta)$ - плотность уровней остаточного ядра при энергии возбуждения $U_\beta = E_{max}^\beta - E$.

Плотность уровней ядра в модели ферми-газа

$$\rho(U) = \text{const} (U^*)^{-n} \exp(2\sqrt{a} U^*). \quad (3)$$

Здесь $U^* = U - \delta$, где δ - поправка на спаривание;

n равно 5/4, 3/2 или 2 в зависимости от предположений, сделанных при выводе этой формулы.

При расчете величины G_β учитывается конкуренция всех открытых каналов реакции:

$$G_\beta = \frac{\Gamma_\beta}{\sum_c \Gamma_c}. \quad (4)$$

При выводе соотношения (2) для ширины канала Γ_β использован статистический подход, в котором вероятность распада составного ядра пропорциональна числу состояний конечных продуктов распада. Предполагается, что распад составного ядра происходит из долгоживущего равновесного состояния, в котором энергия возбуждения распределена по многим степеням свободы. Энергетические спектры частиц, вылетающих в результате ядерной реакции, пропорциональны в этой модели функции распределения плотности ядерных уровней:

$$\sigma_{\alpha\beta}(E, E') dE' = \text{const} E' \sigma_\beta(E') \frac{\exp\left[2\sqrt{a}(E_{max}^\beta - E' - \delta)\right]}{(E_{max}^\beta - E' - \delta)^n} dE'. \quad (5)$$

При анализе экспериментальных спектров для описания плотности уровней часто используют приближение постоянной температуры:

$$\sigma_{\alpha\beta}(E, E') dE' \approx \text{const} E' \sigma_\beta(E') \exp(-E'/T) dE', \quad (6)$$

где T - ядерная температура.

Параметр плотности уровней α связан с температурой следующим соотношением

$$\alpha T^2 = E_{\text{max}} - 2T.$$

В случае, когда вылетающая частица - нейтрон, обычно предполагают $\sigma_0(E') = \text{const}$ и

$$\sigma_{\text{ан}}(E, E') dE' \approx \text{const } E' \exp(-E'/T) dE'. \quad (7)$$

При больших энергиях возбуждения составного ядра, когда возможно испускание нескольких нейтронов, для описания спектра используют приближенную формулу Ле Кутера [10]:

$$N(E') dE' \approx \text{const } E'^{5/11} \exp\left(-\frac{12}{11} \frac{E'}{T_1}\right) dE', \quad (8)$$

где T_1 - температура остаточного ядра после испускания первого нейтрона.

Соотношения (1)-(8) часто называют формулами испарительной модели. Согласно статистической теории ядерной реакции энергетические спектры испускаемых частиц имеют максвелловскую форму, а угловые распределения вторичных частиц в системе центра инерции симметричны относительно угла 90° . Отклонение угловых и энергетических спектров вылетающих частиц от этих закономерностей обычно связывают с нестатистическими эффектами в ядерной реакции.

Обзор работ по применению статистической теории к описанию ядерных реакций при энергии налетающих частиц до 20-30 МэВ был выполнен М.Борманом и Х.Нойертом в работе [11]. Приведем здесь кратко выводы, сделанные авторами этого обзора:

1. Для ядер с массой $20 < A < 100$ и при начальных энергиях бомбардирующих частиц от нескольких мегаэлектрон-вольт до 20-30 МэВ испускаемые в реакции нуклоны или α -частицы имеют энергетические спектры, которые по форме качественно согласуются со спектрами испарения, характерными для статистической теории. Учитывая, что отличие в спектрах для углов рассеяния вперед вызвано вкладом прямых реакций, можно сделать вывод, что последние составляют не более 10-20% полного выхода реакции.

Для ядер с массой $A > 100$ спектры заряженных частиц с увеличением массового числа ядра-мишени все более отличаются от спектров испарения. Доля частиц с низкой энергией уменьшается из-за увеличения кулоновского барьера. Поэтому в тяжелых ядрах эмиссия заряженных частиц почти полностью происходит в результате прямых процессов. Этот вывод также следует из рассмотрения угловых распределений заряженных частиц.

2. Расчеты интегральных сечений по испарительной модели удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по реакции $(n, 2n)$ в широкой области массовых чисел. Однако в случае реакций с вылетом заряженных частиц наблюдаются расхождения до нескольких порядков, причем для ядер с массой $A \approx 70$ предсказания статистической теории систематически ниже экспериментальных данных, что связано с увеличением относительной доли прямых процессов при возрастании кулоновского барьера ядра-мишени.

В обзоре [12] также рассматривались вопросы статистического описания ядерных реакций при средних энергиях. Был сделан вывод, что реакции с испусканием заряженных частиц на ядрах с $A \approx 100$ идут в основном через составное ядро, а при $A \approx 100$ преобладают прямые процессы. Кроме того, была обсуждена возможность полупрямых или предравновесных процессов.

Количественные результаты расчетов по статистической теории, выполненных примерно до середины шестидесятых годов, нельзя считать достаточно надежными, так как вследствие трудоемкости вычислений они выполнялись обычно с использованием упрощающих предположений (например, пренебрежения конкурирующими каналами распада, приближения постоянной температуры и т.д.). Поэтому следует говорить скорее о качественном, а не о количественном сопоставлении результатов теории и эксперимента. Более точные расчеты стали возможными с применением электронно-вычислительных машин.

Одна из первых работ, в которой проводились точные расчеты по соотношениям испарительной модели с учетом двухкаскадных процессов, была выполнена Х.Бюттнером и др. [13]. Сечение реакции $X(\alpha, \beta c)Y$ вычислялось согласно схеме последовательного испарения частиц по формуле

$$\sigma(\alpha, \beta c) = \sigma_\alpha \frac{\int_0^{E_{\max}^{\beta c}} g_\beta^2 dE k_\beta^2(E) \sigma_\beta(E) \rho_Y(U_\beta) G_c(E)}{\sum_{\beta'} \int_0^{E_{\max}^{\beta'}} g_{\beta'}^2 dE k_{\beta'}^2(E) \sigma_{\beta'}(E) \rho_{Y'}(U_{\beta'})} \quad (9)$$

Здесь $U_\beta = E_{\max}^{\beta c} - E$;

$$G_c(E) = \frac{\int_0^{E_{\max}^{\beta c} - E} dE' k_c^2(E') \sigma_c(E') \rho_Z(U_c)}{\sum_{c'} \int_0^{E_{\max}^{\beta c} - E} dE' k_{c'}^2(E') \sigma_{c'}(E') \rho_{Z'}(U_{c'})}, \quad \text{где} \quad U_c = E_{\max}^{\beta c} - E - E'$$

$E_{\max}^{\beta c} = \frac{A}{m_\alpha + A} E_\alpha + Q_{\alpha, \beta c}$ — максимальная энергия вылетающей частицы c , где $Q_{\alpha, \beta c} = S_\alpha - S_\beta - S_c$ — энергия реакции $(\alpha, \beta c)$.

Остальные обозначения те же, что в соотношениях (1) и (2).

Для вычисления плотности уровней ядер использовалась формула

$$\rho(U) = \text{const } \alpha^{-1/4} (U^* + t)^{-5/4} \exp(2\sqrt{\alpha U^*}).$$

Здесь $U^* = U - \delta$; $t = \sqrt{U^*/\alpha}$; $\alpha = \alpha(\bar{j}_n + \bar{j}_p + 1)A^{2/3}$,

где \bar{j}_n и \bar{j}_p — эффективные нейтронный и протонный моменты количества движения на последней оболочке ядра, $\alpha = 0,0748 \text{ МэВ}^{-1}$.

В соотношении (9) учитывалась конкуренция каналов с испусканием нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов. Сечения обратных реакций для нуклонов и α -частиц вычислялись по оптической модели. Сечение обратной реакции для γ -квантов считалось по формуле [14]:

$$\sigma_\gamma = \frac{0,015A}{\Gamma_R} \frac{E^2 - \Gamma_R^2}{(E^2 - E_R^2) + E^2 \Gamma_R^2} \sigma, \quad (10)$$

где параметры гигантского резонанса $\Gamma_R = 5 \text{ МэВ}$; $E_R = 80A^{-1/3} \text{ МэВ}$.

При энергии выше порога реакции с испусканием двух частиц сечение реакции $X(\alpha, \beta)Y$ находилось из соотношения

$$\sigma(\alpha, \beta) = \sigma^*(\alpha, \beta) - \sum_{c \neq \gamma} \sigma(\alpha, \beta c), \quad (11)$$

где $\sigma^*(\alpha, \beta)$ — сечение однокаскадного процесса, вычисленное по формулам (1), (2);

$\sigma(\alpha, \beta c)$ — сечение двухкаскадного процесса, вычисленное по формуле (9).

В сумме по c учитываются все открытые каналы реакции, за исключением канала с испусканием γ -квантов.

В расчетах, выполненных для реакций (n, p) , (n, α) , (n, pn) , $(n, 2p)$, $(n, 2n)$, $(n, \alpha n)$, $(n, \alpha p)$ и $(n, 2\alpha)$ на изотопах хрома, никеля и железа, исследовались влияние конкуренции γ -квантов во втором каскаде реакции и зависимость результатов от параметров плотности уровней. Показано, что учет конкуренции γ -квантов в основном сказывается в околпороговой области энергий. Зависимость от параметров плотности уровней оказалась значительной: вариация параметра α в пределах 15% в рассматриваемом канале меняет результат примерно в два раза, в то время как такое же изменение параметров во всех каналах одновременно сказывается слабо. Сравнив результаты расчетов с имеющимися экспериментальными данными, авторы работы [13] сделали вывод о вполне удовлетворительном их описании, что означало применимость статистической теории для описания ядерных реакций в рассмотренной области масс ядер. Следует отметить, однако, что в этой работе сравнение с экспериментальными данными было проведено лишь при энергиях 14–15 МэВ, а функции возбуждения

реакций в более широком интервале энергий не анализировались из-за недостатка экспериментальной информации.

Сравнение теоретических кривых с экспериментальными функциями возбуждения пороговых реакций (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ на ядрах среднего массового числа ($40 < A < 70$) было проведено в работе [15] для энергетического диапазона 12–20 МэВ. Расчеты по соотношениям (9)–(11) проведены авторами работы [13]. Оказалось, что описание экспериментальных данных в широкой области энергий налетающего нейтрона не удовлетворительно. В качестве основной причины наблюдаемого расхождения авторы работы [15] указали на возможное отличие используемой в расчетах модельной плотности уровней от реальной плотности возбужденных состояний ядра.

В работе [16], посвященной исследованию реакций (n, p) , (n, α) и $(n, 2n)$ на ядрах ^{23}Na и ^{19}F в интервале энергий 13–21 МэВ, также проведен анализ функций возбуждения по испарительной модели. Теоретические кривые по сечениям $\sigma(n, p)$ и $\sigma(n, \alpha)$ были взяты из работы [17]. Расчет сечения $\sigma(n, 2n)$ проведен по соотношению (9). Формула плотности уровней имела вид

$$\rho(U) = \exp(2\sqrt{\alpha U^{*1}})(U^{*} + t)^{-5/4},$$

где $U^{*} = U + \delta$.

Параметр α подгонялся из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Энергии спаривания выбирались как

$$\delta = 10n/\sqrt{A},$$

где

$$n = \begin{cases} 0 & \text{— для четно-четного ядра,} \\ 1 & \text{— для ядра с нечетным } A, \\ 2 & \text{— для нечетно-нечетного ядра.} \end{cases}$$

Сечения обратных реакций для нуклонов и α -частиц вычислялись в полуклассическом приближении, конкуренция γ -квантов не учитывалась.

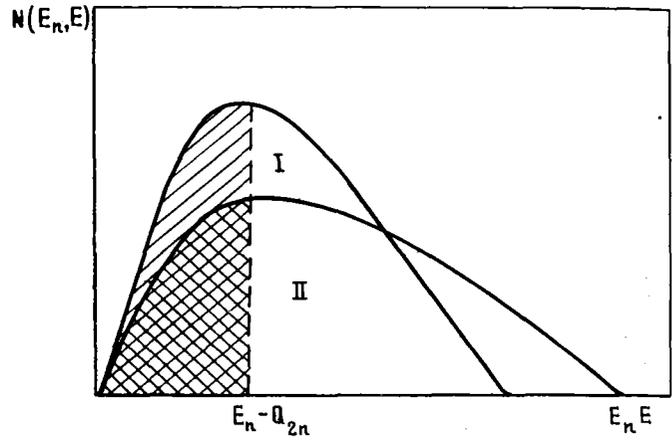
Сравнение теоретических кривых для реакции $(n, 2n)$ с результатами эксперимента обнаружило качественные различия в энергетической зависимости функций возбуждения. Теоретические кривые быстро растут над порогом, достигая максимума при энергии около 15 МэВ. Экспериментальные значения растут много медленнее и достигают максимума только при энергии около 20 МэВ. В качестве возможного объяснения этого расхождения авторы работы [16] предположили, что спектр нейтронов эмиссии должен быть более жестким, чем это предсказывает испарительная модель. В таком случае уменьшается число высоковозбужденных состояний остаточного ядра, что приводит к более медленному росту сечения реакции $(n, 2n)$ над порогом. На рис.1 показано влияние этого предположения на уменьшение теоретического сечения реакции $(n, 2n)$. Ранее В.Вайскопф [9] указывал на возможное уменьшение сечения $\sigma(n, 2n)$ за счет аналогичного механизма, т.е. испускания составным ядром нейтронов до момента достижения равновесного состояния. Другим возможным объяснением систематического завышения теоретических расчетов могло быть пренебрежение излучением γ -квантов во втором каскаде реакции. Однако, по мнению авторов [16], поправка на γ -конкуренцию на рассматриваемых ядрах невелика.

Приведенные выше соотношения испарительной модели не являются достаточно точными, так как в них не учитываются законы сохранения момента количества движения и четности в ядерной реакции. Поэтому более последовательным является расчет сечений в формализме Хаузера-Фешбаха [18], в котором эти законы учитываются. Сечение однокаскадной реакции $X(\alpha, \beta)Y$ в формализме Хаузера-Фешбаха можно записать так:

$$\sigma(\alpha, \beta) = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_{J \ell_j} g_J T_{\ell_j}^J(E_{\alpha}) \frac{\sum_{\ell'_j I'_\beta} \left[T_{\ell'_j}^J(E_{\beta}) + \int_{E_{\min}^{\beta}}^{E_{\max}^{\beta}} dE_{\beta} T_{\ell'_j}^J(E_{\beta}) \rho(I_{\beta}, U_{\beta}) \right]}{\sum_{\ell''_j I''_{\beta'}} \left[T_{\ell''_j}^J(E_{\beta'}) + \int_{E_{\min}^{\beta'}}^{E_{\max}^{\beta'}} dE_{\beta'} T_{\ell''_j}^J(E_{\beta'}) \rho(I_{\beta'}, U_{\beta'}) \right]}, \quad (12)$$

Рис.1.

Влияние формы спектра эмиссии нейтронов на величину сечения реакции $(n, 2n)$. Для более жесткого спектра площадь под кривой, соответствующая вероятности вылета второго нейтрона, уменьшается



где

- $g_J = \frac{2J+1}{(2S_a+1)(2I_0+1)}$ - статистический множитель;
 l, j - орбитальный и полный моменты частицы;
 I_0, J, I_B - соответственно спин основного состояния ядра-мишени, составного и остаточного;
 E_a, E_B - энергии налетающей и испущенной частиц;
 U_B - энергия возбуждения остаточного ядра после вылета частицы B ;
 $T_{l_j}^J(E_a)$ - коэффициенты проникаемости ядра для частицы a с энергией E_a ;
 E_{min}^B - энергия последнего учитываемого дискретного уровня остаточного ядра.

Плотность уровней, зависящая от спина, имеет вид

$$\rho(I_B, U_B) = \frac{(2I_B+1)}{24\sqrt{2}\alpha^{1/4}(U^*)^{5/4}\sigma^3} \exp\left[2(\alpha U^*)^{1/2} - \frac{(I_B+1/2)^2}{2\sigma_B^2}\right], \quad (13)$$

Здесь

$$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \bar{m}^2 \sqrt{\alpha U^*},$$

где

$$\bar{m}^2 \approx 0,24 A^{2/3}.$$

Сечение двухкаскадной реакции также может быть записано в формализме Хаузера-Фешбаха [19]. Поскольку при этом получаются громоздкие выражения, воспользуемся сокращенной записью формулы (13):

$$\sigma(a, b) = \frac{\pi}{k_a^2} \sum_J g_J T_a^J \sum_B W_B^J,$$

где индексами a и b обозначены все квантовые числа, тип частиц и значение энергии в соответствующих каналах; под символом суммирования подразумевается также интегрирование по энергии в области непрерывного спектра уровней остаточного ядра. Соответственно сечение двухкаскадной реакции

$$\sigma(a, bc) = \frac{\pi}{k_a^2} \sum_J g_J T_a^J \sum_B W_B^J \sum_c W_c^{I_B}, \quad (14)$$

где

$$W_B^J = \frac{T_{l_B j_B}^J(E_B)}{\sum_{B', E_{B'}} \sum_{j_{B'}, l_{B'}, I_{B'}} T_{l_{B'} j_{B'}}^J(E_{B'})}; \quad W_c^{I_B} = \frac{T_{l_c j_c}^{I_B}(E_c)}{\sum_{c', E_{c'}} \sum_{l_{c'} j_{c'} I_{c'}} T_{l_{c'} j_{c'}}^{I_B}(E_{c'})}$$

При суммировании по квантовым числам должны выполняться условия

$$\vec{J} = \vec{J}_a + \vec{I}_a; \quad \vec{J}_{a,b,c} = \vec{L}_{a,b,c} + \vec{S}_{a,b,c};$$

$$\vec{J}_b = \vec{J} - \vec{I}_b; \quad \vec{J}_c = \vec{I}_b - \vec{I}_c;$$

$$(-1)^{l_a} \pi_a = (-1)^{l_b} \pi_b; \quad (-1)^{l_c} \pi_c = \pi_b,$$

где π_a, π_b, π_c - соответственно четности состояний компаунд-ядра и остаточных ядер после испускания частиц a, b и c .

Исследования по применению статистической теории для описания сечений пороговых реакций в рамках модели Хаузера-Фешбаха проводились А.Е.Савельевым и др. в работах [19-21]. В области энергий от порога реакции до 14-20 МэВ были рассчитаны функции возбуждения реакций (n, p) , (n, α) на ядрах от алюминия до цинка. В расчетах учитывался только первый каскад реакции. Таким образом, при энергии выше порога испускания двух частиц рассчитывалось сечение $\sigma^*(a, b) = \sigma(a, b) + \sum_c \sigma(a, bc)$. Поэтому результаты расчетов можно сравнивать с экспериментальными данными лишь в той области энергий, где вкладом реакций с испусканием двух частиц можно пренебречь. На основе сравнения теоретических кривых с экспериментальными функциями возбуждения авторами работ [19-21] был сделан вывод о применимости статистической теории для количественного описания сечений ядерных реакций в исследуемой области массовых чисел. Однако следует отметить, что, поскольку в расчетах не были учтены двухкаскадные процессы, авторы этих работ не могли правильно проанализировать правый склон функции возбуждения, где возможно выделение вклада прямых процессов.

Расчет двухкаскадных реакций в рамках формализма Хаузера-Фешбаха является сложной задачей, для решения которой требуется ЭВМ с высоким быстродействием. По-видимому, по этой причине в настоящее время нет работ, посвященных анализу реакций с испусканием двух частиц с последовательным использованием теории Хаузера-Фешбаха. Исключение составляет лишь сообщение [22] о создании программы, реализующей эту возможность.

Применение двухкаскадной испарительной модели для описания сечений реакций (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ и спектров испускаемых в этих реакциях частиц на ядрах среднего массового числа исследовали авторы настоящего обзора [23, 24]. В этих работах проведено также сравнение расчетов первого каскада реакции по испарительной модели и теории Хаузера-Фешбаха. Оказалось, что в области непрерывного спектра энергий испускаемых частиц ошибка, связанная с переходом к приближенным формулам испарительной модели, меньше неопределенности, вызванной неточным знанием параметра плотности уровней. Аналогичный вывод был сделан в работе [25], в которой анализировались спектры неупругого рассеяния нейтронов при начальной энергии 14 МэВ.

В работе [23] исследовано также влияние параметров плотности уровней на результаты расчетов по статистической теории в широком диапазоне энергий. В расчетах были использованы соотношения испарительной модели (1), (2), (9) с плотностью уровней в модели ферми-газа. Сечения поглощения для нуклонов и α -частиц вычисляли по оптической модели, а сечения фотопоглощения - по формуле П.Акселя [14].

Удовлетворительно описать энергетическую зависимость сечения пороговых реакций в широком интервале энергий (от порога до 20 МэВ) удалось лишь при выборе поправки на спаривание δ , как "обратное смещение" в эффективной энергии возбуждения. Параметры плотности уровней α и δ выбирались согласно работе [26] следующим образом:

$$\alpha = A/10,8;$$

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{- для четно-четных ядер;} \\ -1,5 & \text{- для ядер с нечетным } A; \\ -3 & \text{- для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Степень согласия теоретических расчетов с экспериментальными данными при выбранных параметрах плотности уровней составляет около 20%. Небольшой вариацией параметров α и δ можно добиться детального описания сечения реакции (n, p) вплоть до энергии $E_n \approx 15$ МэВ, однако выше этой энергии экспериментальные данные систематически превышают предсказание теории (рис.2, а, б).

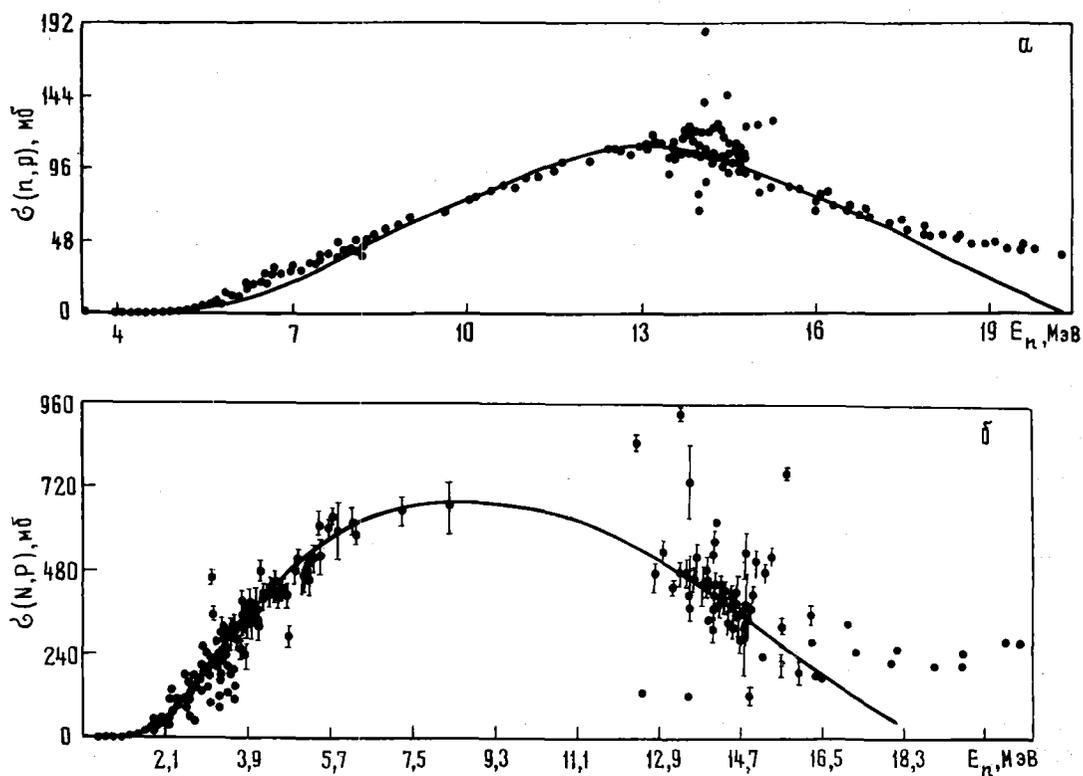


Рис.2.
Сечения реакций $\text{Fe}^{56}(n,p)\text{Mn}^{56}$ (а) и $\text{Ni}^{58}(n,p)\text{Co}^{58}$ (б). Сплошная кривая — расчет по статистической теории

С другой стороны, теоретические значения сечения реакции $(n,2n)$ на исследуемых ядрах оказались систематически выше экспериментальных данных при энергии 14,7 МэВ. Для объяснения этих расхождений авторы настоящего обзора воспользовались гипотезой, аналогичной предположению [16], согласно которой часть нуклонов, испускаемых в реакции, вылетает в начальной стадии образования составного ядра, перед достижением им равновесного состояния. Примерная оценка вклада неравновесных процессов в сечение реакции $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, сделанная по экситонной модели Дж.Гриффина [27], показала, что этот вклад полностью объясняет расхождение между теоретической кривой и экспериментальными данными при энергии 18 МэВ.

В работе [28] было исследовано влияние предравновесного распада на сечение реакций с испусканием двух частиц. Авторами этой работы был проведен модельный расчет сечений двухкаскадных реакций для некоторого среднего ядра с использованием соотношений испарительной модели и модели предравновесной эмиссии. Несмотря на то что вероятность предравновесного испускания нуклонов сравнительно невелика, учет ее в значительной степени сказывается на сечениях реакций (n,p) , (n,np) , $(n,2n)$: сечения реакций (n,np) и $(n,2n)$ меняются в 1,5–2 раза, а сечение реакции $(n,2n)$ — на 15–20%. Расчеты, проведенные для конкретных ядер, показали, что при учете предравновесной эмиссии первого нейтрона сечение реакции $(n,2n)$ практически для всех ядер уменьшается на величину 14–29%.

Итак, при описании сечений рассматриваемых реакций даже на легких и средних ядрах необходимо учитывать вклад нестатистических процессов. Для более детального рассмотрения этих процессов следует обратиться к энергетическим и угловым спектрам вторичных частиц. Описание прямого взаимодействия нейтронов с возбуждением однофононных коллективных состояний ядра по методу связанных каналов или по методу искаженных волн дает хорошие результаты для угловых и энергетических зависимостей сечений возбуждения низколежащих уровней четно-четных ядер [29,30]. Оценка вклада прямого взаимодействия и возбуждение более высоких уровней ядра по этим моделям является труд-

ной задачей как из-за сложности вычислений, так и вследствие недостатка спектроскопической информации по высоковозбужденным уровням. Поэтому для описания жесткой компоненты спектров широкое распространение получила экситонная модель предравновесного распада Дж.Гриффина [27]. Эту модель, по-видимому, можно трактовать как статистическое приближение к описанию прямых процессов в ядерной реакции. Обзоры современного состояния экситонной модели выполнены в работах [31-34].

Промежуточные состояния компаунд-ядра в экситонной модели классифицируются по числу возбужденных частиц P и дырок h , называемых экситонами: $n = p + h$. Математическая формулировка процесса достижения составным ядром равновесного состояния выражается через следующую систему уравнений:

$$\frac{d}{dt} P(n,t) = P(n-2,t)\lambda_+ + P(n+2,t)\lambda_- - P(n,t) \left[\lambda_+ + \lambda_- + \sum_{\beta} \int \lambda_{\beta}(n,\epsilon) d\epsilon \right], \quad (15)$$

где $P(n,t)$ - вероятность существования состояния с n экситонами в момент времени t ;

λ_{\pm} - средние скорости переходов между частично-дырочными состояниями;

λ_{β} - скорость эмиссии частиц β с энергией ϵ

Спектр предравновесной эмиссии

$$\frac{d\sigma^{npeq}}{d\epsilon} d\epsilon = \sigma_c \sum_n \lambda_{\beta}(n,\epsilon) \int_0^{t_{равн}} P(n,t) dt, \quad (16)$$

где $t_{равн}$ - время достижения равновесного состояния.

Наиболее широко применяется для расчетов приближение, в котором пренебрегается λ_- -переходами [35-37]. Это приближение хорошо действует в начальной стадии реакции, когда происходит большая часть предравновесного распада. В рамках этого приближения можно записать вероятность испускания нуклона x с энергией ϵ в интервале $d\epsilon$ как

$$N_x(\epsilon) d\epsilon = \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} {}_n P_x \left(\frac{\rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E)} \right) \left(\frac{\lambda_x(\epsilon)}{\lambda_x(\epsilon) + \lambda_+} \right). \quad (17)$$

Здесь ${}_n P_x$ - вероятность появления возбужденных частиц типа x в n -экситонном состоянии;

$\rho_n(E)$ - плотность экситонных состояний системы n -квантистов с полной энергией возбуждения E :

$$\rho_n(E) = \frac{g^n E^{n-1}}{P! h! (p+h+1)!}, \quad (18)$$

где g - средняя плотность одночастичных состояний,

p, h - число частиц и дырок в состоянии с n экситонами ($n = p + h$);

$$\lambda_+ = \frac{2\pi}{h} |M_{эф}|^2 \frac{g^3 E^2}{p+h+1}, \quad (19)$$

где $|M_{эф}|^2$ - средний матричный элемент двухчастичного взаимодействия.

В работе [35] анализировались экспериментальные данные по сечению реакции (n, p) на тяжелых ядрах ($A > 100$), выведена зависимость матричного элемента двухчастичного взаимодействия от массы ядра и выбран параметр взаимодействия:

$$\alpha = |M_{эф}|^2 g^4 / A. \quad (20)$$

Для определения параметра α в работе [35] были проанализированы сечения реакции (n, p) для 75 ядер с $A > 100$ при энергии нейтрона 14 МэВ. На основе проведенного анализа сделан вывод, что параметр α не зависит от энергии в рассматриваемой области энергий возбуждения 10-20 МэВ и равен $3,3 \cdot 10^{-4}$ МэВ⁻². В работе [38] анализировался вклад предравновесной эмиссии в спектры не-

упруго рассеянных нейтронов. Скорость переходов λ_+ , вычисленная на основе средней длины свободного пробега нуклона в ядерной материи, аппроксимировалась формулой

$$\lambda_+ = (1,4 \cdot 10^{21} E - 6 \cdot 10^{18} E^2) / K, \quad (21)$$

где K - параметр, определяемый из сравнения с экспериментальными данными.

Средняя скорость переходов для трехэкситонного состояния была определена равной $5,9 \cdot 10^{21} \text{с}^{-1}$, что соответствует величине матричного элемента $|M_{\text{эф}}|^2 \approx 20 \text{А}^{-3} \text{МэВ}^2$ или значению параметра $\alpha = 4,1 \cdot 10^{-4} \text{МэВ}^{-2}$.

Анализ жесткой части спектров неупруго рассеянных нейтронов по данным измерений в Физико-энергетическом институте [39] был проведен по соотношениям экситонной модели (17)-(20) в работе [40] и дал значение $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{МэВ}^{-2}$.

Разница в величине α для реакций (n, n') и (n, p) должна объясняться коэффициентом ${}_n P_x$ в формуле (17). Значение этого коэффициента, соответственно равные $4/3$ и $2/3$ для реакций (n, n') и (n, p) , получаются из рассмотрения плотности экситонных состояний, зависящих от типа возбужденных частиц (протона или нейтрона). Значение $\alpha = 4,1 \cdot 10^{-4} \text{МэВ}^{-2}$, соответствующее величине $\lambda_+ \approx 5,9 \cdot 10^{21} \text{с}^{-1}$ из работы [38], получено с параметром ${}_n P_x = 4/3$. При ${}_n P_x = 1$ это соответствует $\alpha = 3,1 \cdot 10^{-4} \text{МэВ}^{-2}$. Таким образом, параметр, характеризующий двухчастичное взаимодействие, полученный из анализа различных реакций, оказался одинаковым в пределах 10%. Действительно, значение коэффициента ${}_n P_x$, оцененного с учетом того, что сечение взаимодействия свободных нейтрона и протона в 3 раза больше сечения взаимодействия свободных нейтронов, равно 1,14 и 0,86 соответственно для реакций (n, n') и (n, p) .

Подробное рассмотрение вклада различных процессов в реакции $(n, 2n)$, (n, p) и (n, α) проводится в следующих двух параграфах.

Анализ реакции $(n, 2n)$

Обзор работ по исследованию реакции $(n, 2n)$ опубликован недавно в книге [41], где, в частности, рассмотрена проблема бинейтрона и связанная с ней возможность прямой реакции $(n, 2n)$ с одновременным испусканием двух нейтронов. В данном параграфе основное внимание будет уделено количественному анализу сечений реакции $(n, 2n)$ в рамках существующих теоретических моделей.

Простой подход к анализу сечений $\sigma(n, 2n)$ при энергии 14 МэВ, основанный на статистической модели, был предложен в работе [42]. Сечение $\sigma(n, 2n)$ записывается как

$$\sigma_{n2n} = \sigma_{nM} \frac{\int_0^{\epsilon_n - Q_{2n}} E \sigma_c(E) \exp(2\sqrt{a(E_n - E)}) dE}{\int_0^{\epsilon_n} E \sigma_c(E) \exp(2\sqrt{a(E_n - E)}) dE}, \quad (22)$$

где σ_{nM} - сумма сечений (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и т.д., т.е. суммарное сечение эмиссии нейтронов.

В этой формуле использовано предположение о том, что нейтрон во втором каскаде реакции испускается всегда, когда это энергетически возможно, т.е. пренебрегается конкуренцией реакций $(n, n\alpha)$, $(n, n\gamma)$, (n, np) . Для определения величины σ_{nM} использовалось эмпирическое соотношение

$$\frac{\sigma_{nM}}{\sigma_{ne}} = 1 - k \exp\left(-m \frac{N-Z}{A}\right), \quad (23)$$

где σ_{ne} - сечение поглощения нейтрона;

параметры k и m определяются из сравнения (22) с экспериментальными данными по $\sigma(n, 2n)$.

Аналогичный подход, в котором учитывалась также и реакция $(n, 3n)$, был использован С.Перлштейном [43-45] для описания функций возбуждения реакции $(n, 2n)$ в широком диапазоне ядер.

В работе [46] было показано, что результаты, полученные С.Перлстейном, согласуются при энергии 14–15 МэВ примерно с двумя третями измеренных сечений в пределах 20% отклонения, что свидетельствует о пригодности статистической теории для описания сечений реакции $(n, 2n)$ в целом.

Однако более детальное сравнение предсказания формулы Перлстейна с экспериментальными сечениями, проведенное в работе [47], показало систематическое завышение теоретических сечений. На рис.3 приведен график из работы [47], на котором построено отношение экспериментального

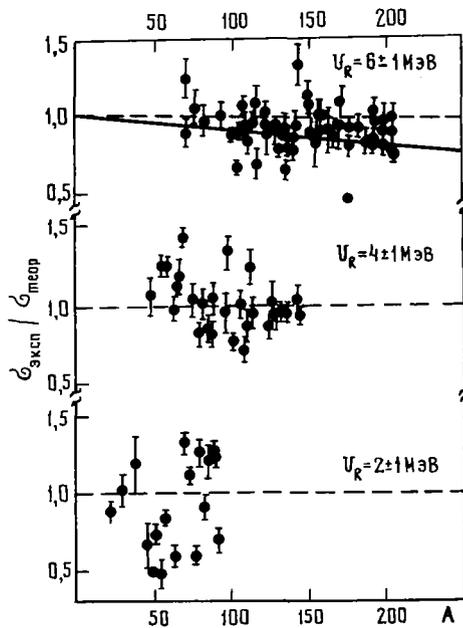


Рис.3.

Отношение экспериментального сечения реакции $(n, 2n)$ к расчетному в зависимости от массы ядра при $U_R = \text{const}$.

Расчетные значения $\sigma(n, 2n)$ получены по формулам Перлстейна

по методу связанных каналов, вызывает изменение результата на 5%. Следовательно, при рассматриваемой энергии результаты расчета $\sigma_{n, 2n}$ по статистической теории слабо зависят от параметров модели и результаты анализа можно считать надежными. При сравнении расчетов с экспериментальными данными авторы работы [48] получили примерно тот же результат, что и для систематики Перлстейна, т.е. систематическое превышение теоретических расчетов над экспериментальными результатами (рис.4). Кроме того, в работе обращено внимание на нерегулярность в зависимости $\sigma_{n, 2n}^{\text{эксп}} / \sigma_{n, 2n}^{\text{теор}}$ от массы ядра (пик в области $A = 140 \div 180$).

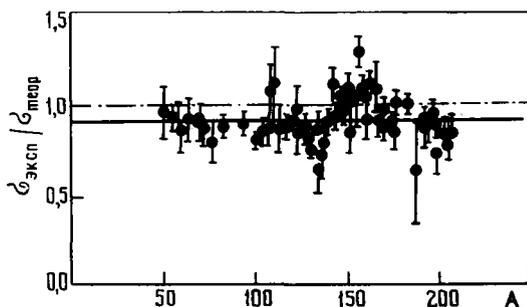


Рис.4.

Отношение экспериментального сечения реакции $(n, 2n)$ к расчетному в зависимости от массы ядра при $U_R = 6 \pm 1$ МэВ.

Расчетные значения $\sigma(n, 2n)$ получены по статистической теории

сечения $\sigma(n, 2n)$ к расчетному при значениях энергии нейтронов, соответствующих постоянной разности $U_R = E_n - Q_{2n}$. Прямая линия, проведенная методом наименьших квадратов через точки для $U_R = 6$ МэВ, на 10% ниже уровня $\sigma_{\text{эксп}} / \sigma_{\text{теор}} = 1$ в области тяжелых ядер. Авторы работы [47] предположили, что выявленное расхождение связано с влиянием предравновесной эмиссии нейтронов, не учитываемой в формуле Перлстейна. Однако модель, используемая Перлстейном, не является статистической в строгом смысле из-за существования эмпирического множителя $\sigma_{n, m}$. Поэтому в работе [48], чтобы проверить обнаруженный эффект, был использован более строгий подход к описанию $\sigma(n, 2n)$ в рамках статистической теории. Расчеты проводились по испарительной модели с учетом конкуренции каналов (n, p) , (n, α) , $(n, n\gamma)$ и $(n, 3n)$. Сечения поглощения для нуклонов и α -частиц рассчитывались по оптической модели. Для нейтронов параметры оптического потенциала выбирались таким образом, чтобы согласовать результаты для несферических ядер с расчетами по модели сильной связи каналов. Расчеты сечения $\sigma(n, 2n)$ были проведены примерно для 80 ядер при начальной энергии нейтронов, удовлетворяющей условию $E_n - Q_{2n} \approx 5 \div 7$ МэВ. В ходе вычислений проверялась чувствительность результатов к параметрам расчета.

В частности, изменение параметра плотности уровней α от 16 до 21 МэВ⁻¹ для ядер с $A \approx 150$ при энергии $E_n = 14,5$ МэВ дает изменение в сечении $\sigma(n, 2n)$ всего около 7%. При этой же энергии разница в сечениях поглощения нейтрона, вычисленных по оптической модели со сферическим потенциалом и

Возможные причины систематического завышения теоретических значений $\sigma(n,2n)$ были осуждены в работе [49]. Ее авторы рассмотрели следующие процессы, учет которых понижает сечение реакции $(n,2n)$:

- 1) необходимость учета орбитального момента второго нейтрона, испускаемого в этой реакции;
- 2) влияние предравновесной эмиссии первого нейтрона.

В первом случае условие сохранения полного момента в ядерной реакции может привести к тому, что после испускания первого нейтрона с низкой энергией, унесшего соответственно малый орбитальный момент, остаточное ядро может оставаться в возбужденном состоянии с большим значением момента. Тогда может оказаться, что испускание из этого состояния нейтрона с малой энергией, но с большим орбитальным моментом менее вероятно, чем испускание γ -квантов.

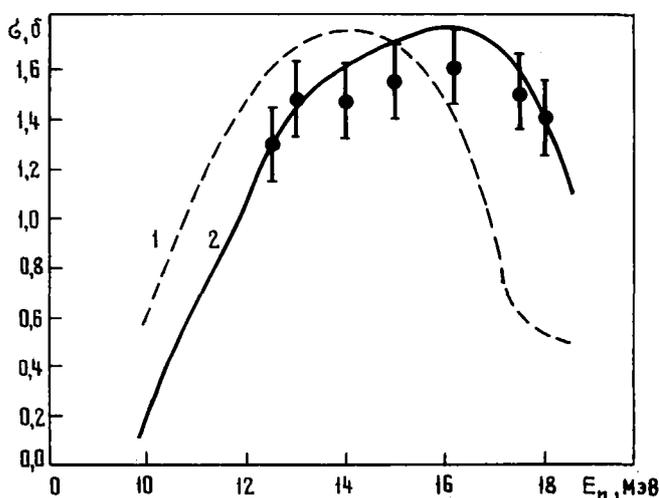
Во втором случае предравновесная эмиссия первого нейтрона с относительно высокой энергией приводит к уменьшению числа возбужденных состояний остаточного ядра с энергией, достаточной для испускания второго нейтрона. Авторы работы [49] статьи отмечают, что скорее всего имеют место оба эти эффекта.

В работе [50] изучалась реакция $(n,2n)$ на 12 ядрах от хрома до тантала в интервале энергий нейтронов 12-18 МэВ. Авторы этой работы провели сравнение экспериментальных результатов с расчетами по испарительной модели, в которых учитывалась конкуренция каналов с испусканием заряженных частиц и γ -квантов. Типичный результат сравнения показан на рис.5. Расчетные данные (пунктирная линия) при энергии ниже порога реакции $(n,3n)$ систематически выше экспериментальных, а при энергии выше порога ситуация меняется на обратную. Теоретические сечения реакции $(n,3n)$ также выше экспериментальных. В качестве возможного объяснения этого расхождения авторы [50] обсуждают влияние двух неучтенных процессов: уменьшение вероятности эмиссии второго нейтрона вследствие низкой проницаемости центробежного барьера для нейтронов с высоким орбитальным моментом и влияние предравновесной эмиссии первого нейтрона. Отмечается, что введение положительного сдвига к порогу реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ ($Q_{2n} + \Delta_2$ и $Q_{3n} + \Delta_3$) улучшает согласие с экспериментом (сплошная линия на рис.6). Увеличение эффективного порога реакции здесь эквивалентно феноменологическому учету центробежного барьера. Однако, как отмечается авторами [50], учет предравновесной эмиссии также может улучшить описание экспериментальных данных.

Рис.5.

Сечение реакции $^{104}\text{Rb}(n,2n)^{103}\text{Rb}$

1 - расчет по статистической теории;
2 - расчет с использованием положительного сдвига порога реакции ($Q_{2n} + \Delta_2$, $Q_{3n} + \Delta_3$)



В работе [51] был проведен анализ реакции $(n,2n)$ в диапазоне энергий 7-15 МэВ и в области ядер $50 < A < 200$ с использованием теоретических моделей. Главным отличием этой работы является одновременное исследование сечений $(n,2n)$ и спектров неупруго рассеянных нейтронов в рамках единого подхода, основанного на статистической теории и модели предравновесной эмиссии. Равновесная компонента реакции вычислялась по испарительной модели с учетом конкуренции заряженных частиц и γ -квантов в первом и во втором каскадах. Предравновесная эмиссия рассчитывалась по экситонной модели Гриффина с параметром α , выбранным из условия наилучшего описания спектров

неупруго рассеянных нейтронов [40]. Типичные результаты этой работы приведены на рис.6,7. Здесь сделаны следующие выводы:

1) в рамках используемых моделей при едином наборе параметров возможно хорошее описание одновременно спектров неупруго рассеянных нейтронов и сечений реакции $(n,2n)$ в рассматриваемом диапазоне энергий нейтронов и масс ядер;

2) параметры плотности уровней с поправкой на спаривание, выбранной как "обратное смещение" в энергии возбуждения [52], в целом дают лучшее описание экспериментальных данных в области высоких энергий возбуждения;

3) для ядер с массовым числом $A \leq 70$, на которых существенна конкуренция каналов с вылетом заряженных частиц, результаты расчета более критичны к выбору параметров плотности уровней, чем для тяжелых ядер; влияние конкуренции γ -эмиссии является существенным только вблизи порога реакции ($E_n - Q_{2n} < 2$ МэВ) и наиболее заметно на тяжелых ядрах.

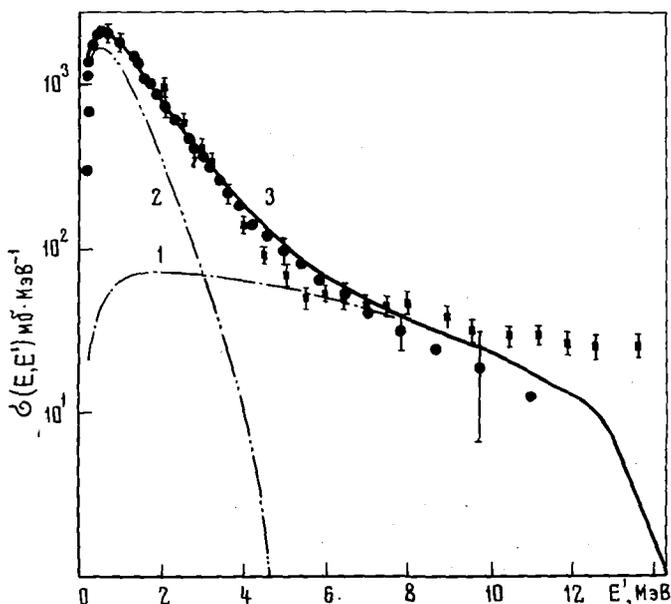


Рис.6.

Спектр нейтронов из реакции $(n,n') + (n,2n)$ на ядре ^{181}Ta при энергии нейтрона $E_n = 14,4$ МэВ:

1 - вклад предравновесной эмиссии; 2 - спектр второго нейтрона из реакции $(n,2n)$; 3 - суммарный спектр эмиссии нейтронов

Расчеты, проведенные в работе [51], согласуются с экспериментальными данными для большинства рассмотренных ядер в пределах 10-15%. Исключение составляет лишь сечение реакции $(n,2n)$ на изотопах неодима и самария (рис.8). Как видно из рисунка, расчет хорошо согласуется с экспериментом на ядрах ^{144}Nd и ^{148}Sm , но с увеличением массового числа изотопов согласие, особенно в случае неодима, ухудшается. Для изотопов неодима на рисунке приведены теоретические кривые, полученные с учетом и без учета предравновесной эмиссии. Энергетическая зависимость обеих кривых на нейтроно-избыточных изотопах отличается от экспериментальной. Возможно, наблюдаемое расхождение связано с тем, что для данных ядер необходимо учитывать другие возможные механизмы реакций, например прямое взаимодействие с одновременным вылетом двух нейтронов.

В работе [53], в которой проводился анализ сечения реакции $(n,2n)$ на редкоземельных элементах по статистической теории с учетом предравновесной эмиссии, получено удовлетворительное согласие с данными для изотопов неодима и самария при энергии 14,7 МэВ. Однако энергетическая зависимость сечения в этой работе не рассматривалась.

Возможные механизмы прямого взаимодействия с испусканием двух нейтронов и проблема бинейтрона подробно обсуждаются в книге [41]. Совокупность данных, полученных при экспериментальном изучении угловых корреляций нейтронов в реакции $(n,2n)$ в работах [54-56], свидетельствует в пользу существования вклада коррелированной эмиссии двух нейтронов в реакции $(n,2n)$ при энергии 14 МэВ на ядрах бериллия, свинца и висмута. Вопросы теоретического описания прямых реакций $(n,2n)$ рассмотрены в работах [57,58].

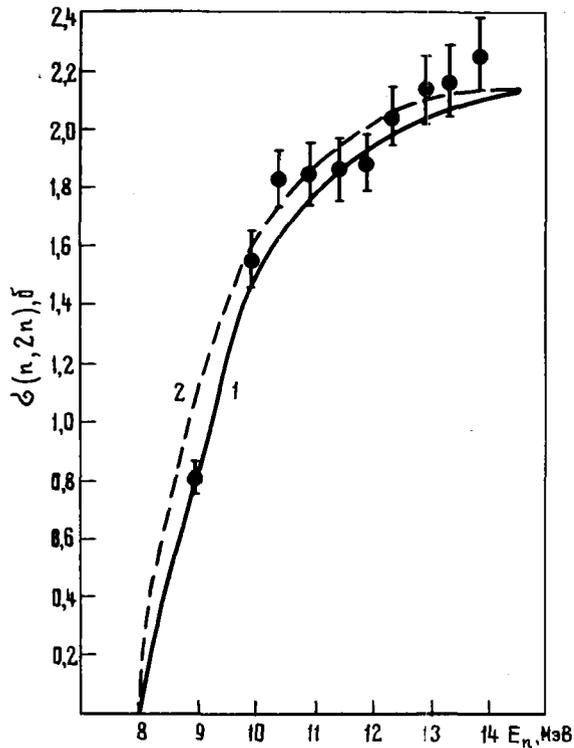


Рис. 7.

Функция возбуждения реакции $(n, 2n)$ на ядре ^{181}Ta :

1 - расчет по статистической теории с учетом предравновесной эмиссии первого нейтрона; 2 - расчет без учета конкуренции канала $(n, n\gamma)$

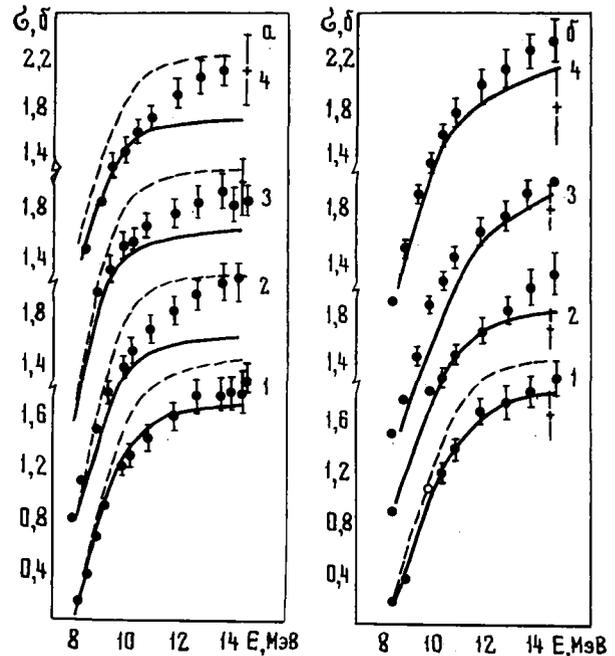


Рис. 8.

Функции возбуждения реакции $(n, 2n)$ на изотопах неодима (а) и самария (б):

1-4 - соответственно изотопы $^{142}, ^{144}, ^{146}, ^{148}\text{Nd}$ и $^{148}, ^{150}, ^{152}, ^{154}\text{Sm}$; пунктирная кривая - расчет без учета предравновесной эмиссии

В работе [59] выполнена оценка вероятности предравновесной эмиссии одновременно двух нейтронов при энергии 14 МэВ на ядрах среднего массового числа, которая дает величину около 1%, что значительно меньше значения, полученного в более ранней работе [60] и равного 25-50%. По-видимому, этот вопрос требует дальнейшего экспериментального и теоретического исследования.

В работе [61] измерялось сечение реакции $(n, 2n)$ на ядрах ^{12}C и ^{238}U в интервале энергий 13-18 МэВ. Для реакции ^{238}U $(n, 2n)$ проводились теоретические расчеты в рамках статистической теории и модели предравновесного распада по следующей схеме:

$$\sigma^{\text{полн}}(n, 2n) = \sigma^{2\text{прег}}(n, 2n) + \sigma^{\text{прег}}(n, 2n) \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right) {}^{238}\text{U} + \sigma^{\text{CN}}(n, 2n) \left(1 - \frac{\sigma^{\text{прег}}}{\sigma_R} \right) \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right) {}^{239}\text{U} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right) {}^{238}\text{U}, \quad (24)$$

где $\sigma^{2\text{прег}}(n, 2n)$ - сечение испускания двух нейтронов в предравновесной стадии реакции;

$\sigma^{\text{прег}}(n, 2n)$ - сечение предравновесной эмиссии первого нейтрона;

$\sigma^{\text{CN}}(n, 2n)$ - сечение реакции $(n, 2n)$, рассчитанное по статистической теории;

$\sigma^{\text{прег}}$ - суммарное сечение предравновесных процессов;

σ_R - сечение поглощения нейтрона;

Γ_n, Γ_f - нейтронная и делительная ширины.

Как показано в работе [61], предравновесный распад в первом каскаде реакции необходимо учитывать, чтобы объяснить расхождение между экспериментальными данными и расчетом по статистической теории при энергии выше 15 МэВ.

На нерегулярности сечения $\sigma(n, 2n)$ в зависимости от массы ядра могут оказывать влияние оболочечные эффекты. Ранее в работах [62, 63] указывалось на уменьшение величины сечения $\sigma(n, 2n)$ в области заполненных нейтронных и протонных оболочек. Чтобы исследовать этот эффект были предприняты новые измерения и показано [64], что структурных особенностей в сечении $\sigma(n, 2n)$ не наблюдается. Отсутствие оболочечных эффектов в сечении реакции $(n, 2n)$ при энергии около 14 МэВ отмечено и в работе [65], в которой указывается также на сильную зависимость сечения от параметра $(N-Z)/A$. Экспериментальные данные, построенные в зависимости от этого параметра, не обнаруживают никаких особенностей в области ядер с заполненными оболочками.

Таким образом, можно сделать вывод, что теоретическое описание сечения реакции $(n, 2n)$ по статистической теории с учетом предравновесной эмиссии первого нейтрона дает удовлетворительное количественное согласие с экспериментальными данными в интервале энергий 7–20 МэВ для широкого круга ядер. Для ядер в области массовых чисел $A \approx 140+160$, возможно, теоретическое описание нуждается в уточнении.

Реакции (n, p) и (n, α)

Особенность реакций с испусканием заряженных частиц состоит в определяющем влиянии кулоновского барьера ядра на величину сечения реакции. Как уже отмечалось, предсказание сечений $\sigma(n, p)$ и $\sigma(n, \alpha)$ по статистической теории на тяжелых ядрах ($A \geq 100$) значительно ниже опытных данных. Экспериментальные сечения могут быть описаны только с учетом нестатистических процессов.

Одной из первых работ, посвященных анализу реакции (n, p) в рамках экситонной модели, является работа итальянской группы [66]. В ней проанализированы сечения на 75 ядрах с массовым числом более 100 в области энергии нейтронов 14,5 МэВ. Были проведены также расчеты энергетических спектров протонов и функций возбуждения реакции (n, p) . В целом получено хорошее согласие с экспериментом, за исключением нескольких случаев, которые были объяснены влиянием оболочечных эффектов.

В работах [67, 68] также анализировались сечения реакции (n, p) в интервале энергий нейтронов 13–19 МэВ на тяжелых ядрах ($Z \geq 48$). Анализ проводился по экситонной модели Гриффина. Авторы [67, 68] отмечают, что теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальной зависимостью $\sigma(n, p)$ от энергии, но абсолютные значения сечений описываются хуже. Отмечено также влияние эффекта заполненных протонных оболочек на величину сечения. Наибольшее различие между теоретическим и экспериментальным сечениями наблюдалось в случае реакции с образованием остаточных ядер с заполненными протонными оболочками (Z равно 50 и 82). Кроме того, оказалось, что для ядра ^{208}Pb энергетическая зависимость расчетной кривой не согласуется с экспериментальной. Этот факт связывается с влиянием аналоговых состояний.

Анализ сечений и спектров α -частиц из реакции (n, α) проведен в работе [69], результаты которой свидетельствуют о том, что для ядер с $A \geq 80$ предсказания статистической теории не согласуются с экспериментом.

Изучение механизма реакции (n, α) на ядрах среднего массового числа (изотопы хрома, железа, никеля) при энергии нейтронов 14,7 МэВ в последние годы интенсивно проводится группой ларьковского физико-технического института [70, 71]. В этих работах методом прямого регистрирования измерены угловые распределения α -частиц в диапазоне углов 0–150°. Анализ угловых распределений показал их симметрию относительно угла 90° в системе центра масс. Это свидетельствует о том, что реакция идет через стадию образования составного ядра. Однако в последней работе [72] авторы провели более строгий анализ угловых распределений в рамках теории Хаузера-Вешбаха и указали на некоторое отличие от их симметричной формы. Сделанная ими оценка возможного вклада прямых процессов составляет 5–10%.

В статистической теории ядерной реакции предполагается, что α -частица возникает в момент распада составного ядра, т.е. предположение о существовании "готовой" α -частицы в ядре не используется. Для описания реакции (n, α) в рамках прямого процесса типа "выбивания" или по модели предравновесной эмиссии необходимо ввести понятие о существовании в ядре α -кластера. Вопрос о существовании кластеров в ядре рассматривается, например, в книге [73].

Анализ реакции (n, α) в рамках экситонной модели был выполнен в работе [74], где рассматривались спектры и функции возбуждения (n, α) -реакции на 18 ядрах, причем учитывалось, что в процессе передачи α -частице энергии нейтроном могут реализоваться две возможности:

- объединение четырех возбужденных нуклонов в α -кластер;
- существование в ядре готовой α -частицы, с которой непосредственно взаимодействует падающий нуклон.

Расчет по экситонной модели проводился с начальным числом экситонов $n_0 = 7$, что соответствует первой возможности, и $n_0 = 3$, что соответствует предположению о взаимодействии нейтрона с готовой α -частицей. Данные для 14 ядер были описаны во втором подходе и только четыре ядра - в первом. Таким образом была найдена значительная вероятность существования в ядре α -кластера.

Аналогичные вопросы были рассмотрены в работе [75], в которой исследовались спектры нейтронов из реакции (α, n) . Расчеты также проводились по экситонной модели, в которой предполагался неизвестным параметр n_0 . Из анализа экспериментальных спектров было найдено $n_0 = 3$ для большинства рассмотренных ядер, хотя величина n_0 оказалась зависящей от четности ядра. Следовательно, из рассмотрения обратной реакции (α, n) также можно заключить о существовании α -кластера в ядре.

В работе [76] в рамках экситонной модели были проанализированы сечения реакции (n, α) при энергии $E_n \approx 14 \div 15$ МэВ для широкого круга ядер ($A > 100$). В расчетах предполагалось, что α -частичный кластер ведет себя как квазичастица. Плотность состояний таких квазичастиц равна одной четвертой плотности одночастичных состояний. Вероятность взаимодействия падающего нейтрона с α -кластером, существующим в ядре-мишени, описывалась параметром φ . Значения этого параметра, полученные из анализа сечений $\sigma(n, \alpha)$, лежат в интервале 0,2-0,8, а зависимость его от массы ядра в области $A = 140 \div 200$ напоминает поведение S-силовой функции нейтрона в этой области масс. На основе такой зависимости авторами [76] сделано предположение о связи параметра φ с деформацией ядерной поверхности.

Аналогичный подход был использован в работе [77] для анализа сечений реакции (p, α) в области редких земель. Результаты анализа подтверждают гипотезу о существовании готовых α -кластеров в ядре, причем параметр φ коррелирует со значениями, найденными из анализа (n, α) -реакции. Следует отметить, однако, что значения φ , полученные в работах [76, 77], не согласуются с вероятностью найти α -частицу на поверхности ядра ($10^{-3} - 10^{-4}$), которая определена в работе [78] из статистической интерпретации экспериментальных ширин α -распада.

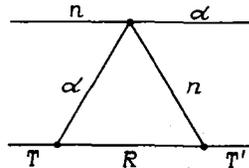
Интерпретация распада начального состояния с n_0 экситонами на языке экситонной модели возможна в рамках моделей прямых процессов. Такое сопоставление было выполнено в работе [79], в которой изучались реакции (p, α) , (d, α) , (α, α') , $({}^3\text{He}, \alpha)$, причем ядра-мишени и энергии нелетающих частиц были подобраны таким образом, чтобы во всех реакциях получалось одно составное ядро примерно с одинаковой энергией возбуждения. Экспериментальные результаты были проанализированы в рамках экситонной модели, при этом начальное число экситонов n_0 находилось по форме энергетического спектра испускаемых α -частиц. Авторами [79] дана интерпретация наблюдаемых процессов, приведенная в табл.1.

Таблица 1

Интерпретация реакций с вылетом α -частиц			
Реакция	Начальное число экситонов n_0	Квазичастицы, образующие состояние n_0	Интерпретация процесса
(p, α)	3	Один протон, одна α -частица, одна дырка	Прямое выбивание α -частицы
(d, α)	3	Одна α -частица, две дырки	Двойной подхват
$({}^3\text{He}, \alpha)$	2	Одна α -частица, одна дырка	Подхват
(α, α')	2	Одна α -частица, одна степень свободы	Неупругое рассеяние с возбуждением коллективных степеней свободы

Анализ экспериментальных данных показал, что вероятность для четырех нуклонов быть скоррелированными в α -кластер практически не зависит от входного канала реакции и равна $P_\alpha \approx 0,2$.

Исследование энергетических спектров и угловых распределений α -частиц, испускаемых при бомбардировке ядер $^{151,153}\text{Eu}$, ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{169}Tm , $^{161,163}\text{Dy}$, $^{171,173}\text{Yb}$ нейтронами с энергией 14 и 18 МэВ, проводилось в работах [80-82]. Измеренные спектры анализировались в рамках статистической теории, предравновесной модели и модели прямого выбивания (Knock-on). Анализ по предравновесной модели и модели прямого выбивания основывался на предположении о существовании в ядре α -кластера. В модели прямого выбивания предполагалось, что в результате взаимодействия нейтрона с α -кластером происходит вылет α -частицы из ядра, а остаточное ядро, включающее начальный нейтрон, остается в основном или в возбужденном состоянии, причем рассматривается лишь конечное число состояний остаточного ядра. Для описания процесса используется диаграмма Фейнмана.



Парциальное сечение реакции (n, α) с переходом на i -й уровень остаточного ядра записывается в этой модели как

$$\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{\mu_n T \mu_\alpha T'}{4\pi^2} \frac{P_{\alpha i}}{P_n} |M_\Delta|^2. \quad (25)$$

Здесь

$$\mu_n T = \frac{m_n M_T}{m_n + M_T} - \text{приведенная масса};$$

$$M_\Delta = F_{кин}(E_i, E_n, \theta) s^{1/2}, \text{ где } F_{кин} - \text{кинематическая часть, } s = \delta_n^2 \delta_\alpha^2 - \text{спектроскопический множитель, } \delta_n, \delta_\alpha - \text{нейтронная и } \alpha\text{-ширины.}$$

Анализ экспериментальных спектров α -частиц в рамках этих моделей показывает, что предсказание абсолютного значения сечения реакции по статистической модели примерно на два порядка ниже эксперимента, а максимум в энергетическом спектре значительно (на 4 - 5 МэВ) сдвинут в область низких энергий по сравнению с экспериментальными данными. Предравновесная модель дает в среднем хорошее описание формы спектров, за исключением высокоэнергетической области, где наблюдаются переходы на отдельные уровни. Наконец, модель прямого выбивания хорошо описывает как энергетические спектры (в том числе и структуру, связанную с отдельными переходами), так и угловые распределения α -частиц.

Из проведенного рассмотрения методов теоретического описания сечений реакций (n, p) , (n, α) , и $(n, 2n)$ можно сделать вывод, что в целом подход, основанный на использовании статистической теории и модели предравновесного распада, дает удовлетворительные результаты. Однако результаты теоретических расчетов в значительной степени зависят от используемых параметров. Наиболее сильной является зависимость от параметров плотности уровней.

Меньше всего неопределенность в описании плотности уровней ядра влияет на расчет сечения реакции $(n, 2n)$, так как распад составного ядра с испусканием нейтронов является наиболее вероятным процессом. Примерная точность расчета сечения $\sigma(n, 2n)$ составляет 10-15% для ядер, на которых конкуренция реакций с вылетом заряженных частиц невелика. Точность расчета сечений $\sigma(n, p)$ и $\sigma(n, \alpha)$ намного меньше и составляет около 50 и 100% для реакций (n, p) и (n, α) соответственно.

СИСТЕМАТИКИ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ

Рассмотренные теоретические методы расчета сечений требуют для их реализации создания сложных ЭВМ-программ и тщательного подбора исходных параметров. Поэтому для быстрой оценки сечений пороговых реакций чаще используются простые эмпирические или полуэмпирические зависимости, свя-

зываются нейтронные сечения с параметрами N и Z ядра-мишени, где N и Z - число нейтронов и протонов в ядре с массовым числом A .

В данной главе рассмотрены имеющиеся в литературе систематики экспериментальных данных по сечениям реакций (n, p) , (n, α) и $(n, 2n)$ и сделана попытка выразить их связь с рассмотренными в предыдущей главе теоретическими моделями ядерных реакций.

Сечение реакции $(n, 2n)$

В работе В.Кривана и Х.Мюнцеля [83] предложена систематика функций возбуждения реакции $(n, 2n)$ в зависимости от порядкового номера ядра-мишени Z . Предполагая форму кривой функции возбуждения одинаковой для всех ядер (рис.9) и описывая ее с помощью нескольких параметров [положение максимума кривой, значение сечения в максимуме σ_{max} , полная ширина на половине высоты (ПШ), а также отношение правой и левой полуширины на $1/2$ и $1/10$ высоты], авторы [83] получили гладкую зависимость этих параметров от Z . Предложенная систематика дает возможность восстановить функцию возбуждения пороговой реакции для любого ядра.

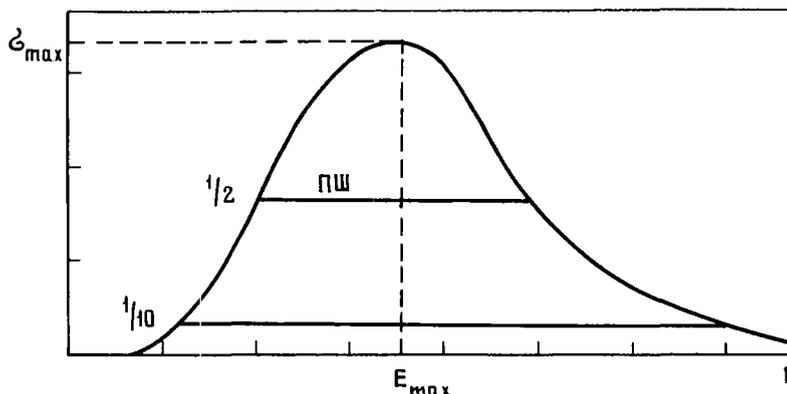


Рис.9.
Кривая функции возбуждения пороговой реакции

Однако метод В.Кривана и Х.Мюнцеля обладает следующими недостатками:

- в области около порога реакции имеется большая неопределенность в восстановленном сечении, что может дать значительную погрешность в важном для реакторной физики параметре - сечении, усредненном по спектру деления;

- метод дает плохие результаты для нейтронно-избыточных и нейтронно-недостаточных ядер, так как в нем не учитывается изотопическая зависимость параметров; этот вопрос будет подробно рассмотрен ниже в связи с $(N-Z)$ - систематиками при энергии нейтронов 14-15 МэВ.

Полуэмпирическая формула для анализа сечений реакции $(n, 2n)$, основанная на статистической теории, была предложена в работе [42], где сечение $\sigma_{n,2n}$ записывалось следующим образом:

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_{nM} \int_0^{E_n - E_{пор}} \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) \rho(E_n - \varepsilon) d\varepsilon / \int_0^{E_n} \varepsilon \sigma_n(\varepsilon) \rho(E_n - \varepsilon) d\varepsilon. \quad (26)$$

Если взять плотность уровней в виде

$$\rho(U) = \text{const} \cdot \exp(2\sqrt{aU})$$

и пренебречь зависимостью сечения σ_c от энергии, то из формулы (26) получается следующее выражение:

$$\sigma_{n,2n} / \sigma_{nM} = 1 - \frac{\left\{ [1 - 2(\alpha E_{пор})^{1/2}] [E_{пор} - E_n + 3/2\alpha] + 2E_{пор} \right\}}{2E_n \left\{ 1 - [3/2(\alpha E_n)^{1/2}] + (3/4\alpha E_n) \right\}} \exp \left\{ -2 \left[(\alpha E_n)^{1/2} - (\alpha E_{пор})^{1/2} \right] \right\}. \quad (27)$$

Для вычисления величины σ_{nM} было предложено использовать эмпирическую зависимость

$$\frac{\sigma_{nM}}{\sigma_{nX}} = 1 - 1,754 \exp\left(-18,14 \frac{N-Z}{A}\right), \quad (28)$$

где параметры были определены методом наименьших квадратов при сравнении формулы (27) с экспериментальными значениями.

Описанный выше подход был использован С.Перлстейном [43-45] для создания полуэмпирической систематики сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, которая получила широкое распространение для оценки этих сечений. В работе [45] С.Перлстейн приводит точность предсказания сечения $(n, 2n)$ по программе THRESH [44], в которой реализован описанный алгоритм. Эта точность зависит от параметра $(N-Z)/A$ и составляет 20-50% для $(N-Z)/A = 0,03 - 0,05$ и 10% для $(N-Z)/A > 0,05$.

Приведенная точность предсказания σ_{n2n} получена С.Перлстейном из неопределенности в используемых параметрах расчета. Однако, как будет показано далее, действительная точность систематики составляет 20%. Это связано с простотой используемой модели, в которой не учитывается предравновесная эмиссия первого нейтрона, а также конкуренция каналов $(n, n'\gamma)$ и (n, np) .

Компиляция экспериментальных данных по сечению реакции $(n, 2n)$ при энергии 14-15 МэВ и в области масс ядер $A=2 + 238$ была выполнена в работе [84]. Там же на основе более полного набора данных по сечению σ_{n2n} была пересмотрена эмпирическая зависимость отношения σ_{nM}/σ_{nX} , предложенная в работе [42]. Полученная зависимость имеет вид

$$\frac{\sigma_{nM}}{\sigma_{nX}} = 1 - 1,365 \exp\left(-10,605 \frac{N-Z}{A}\right). \quad (29)$$

Эмпирическая формула для расчета сечений σ_{n2n} при энергии 14 МэВ получена в работе [85]. В ней содержится зависимость сечения реакции $(n, 2n)$ от параметра $(N-Z)/A$:

$$\sigma_{n2n} = 61,6(A^{1/3} + 1)^2 \left\{ 1 - 1,319 \exp\left[-8,744 \left(\frac{N-Z}{A}\right)\right] \right\}. \quad (30)$$

Коэффициент, стоящий перед фигурными скобками, определяет сечение поглощения нейтрона. На аналогичную зависимость сечения σ_{n2n} от параметра $(N-Z)/A$ указывается также в работе [86].

В 1966 г. Дж.Чикаи и Г.Пето [87] обнаружили, что при постоянном избытке энергии нейтрона над порогом реакции Q_{n2n} ($E_n - Q_{n2n} = \text{const} \approx 3$ МэВ) сечение σ_{n2n} линейно зависит от параметра $(N-Z)/A$:

$$\sigma(Z \pm \Delta Z, N) = \sigma_{Z,N} \pm m(E)\Delta Z, \quad (31)$$

где $m(E) = 231$ при $E = 3$ МэВ.

Этому правилу следуют изотопы и изотоны. Используя $(N-Z)$ -зависимость, авторы работ [88, 89] выполнили оценку сечений реакции $(n, 2n)$ при энергии 14,7 МэВ. Чтобы привести все сечения к одному значению энергии над порогом реакции $(n, 2n)$, использовалась формула Вайскопфа:

$$\sigma_{n2n} \approx \sigma_{abc} \left[1 - \left(1 + \frac{U_R}{T}\right) \exp\left(-\frac{U_R}{T}\right) \right],$$

где $U_R = E_n + Q_{n2n}$;

T - температура ядра-мишени.

В работе [88] приведены также рекомендованные сечения для природных элементов, которые получены усреднением сечений по всем изотопам с учетом их содержания в естественной смеси изотопов.

Следует, однако, отметить, что в работе [49] эффект Чикаи-Пето не подтверждается, по крайней мере для $U_R > 3$ МэВ.

Полуэмпирическая систематика сечения реакции $(n, 2n)$ при энергии 14 МэВ была выполнена в работе [90]. В этой систематике использована общая эмпирическая зависимость сечения σ_{n2n} от параметра $(N-Z)/A$, которая дополнена изотопической зависимостью Чикаи - Пето. Кроме того, учитывались оболочечные эффекты, которые интерпретировались в рамках теории составного ядра с модифицированной плотностью уровней, включающей эффекты оболочек.

Сравнение предсказания различных систематик сечения $\sigma_{n,2n}$ при энергии 14 МэВ с экспериментальными данными проводилось в работе [89]. Далее приводится гистограмма, взятая из этой работы, которая показывает качество описания экспериментальных данных по сечению реакции $(n,2n)$ по различным систематикам (рис.10). Анализ [89] показал, что наилучшие результаты дает формула Перлштейна, которая списывает экспериментальные данные в пределах 20%-ного отклонения примерно в 60% случаях. Для ядер с $A < 80$ эта формула дает несколько заниженные оценки, а для $A > 100$ — завышенные. В работе [89] отмечена также ненадежность предсказания сечения реакции $(n,2n)$ с использованием полуэмпирических методов для нейтронно-дефицитных изотопов, далеких от линии стабильности.

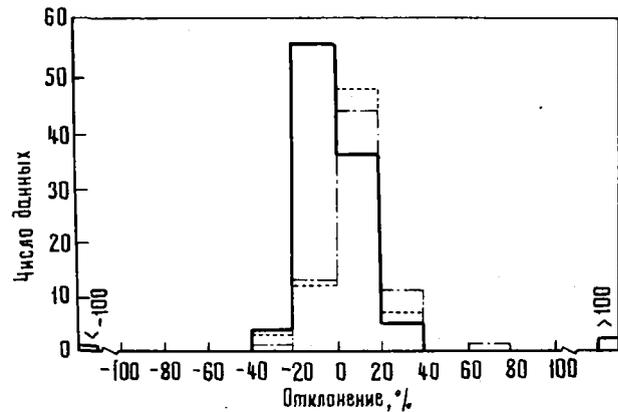


Рис.10.

Относительные отклонения сечений $\sigma(n,2n)$ от экспериментальных значений при энергии 14 МэВ из различных систематик:
 — — [90]; - - - - [44]; ···· [48]

В работе [51] было показано, что описание реакции $(n,2n)$ в рамках статистической теории с учетом предравновесной эмиссии первого нейтрона хорошо согласуется с экспериментальными данными по сечению этой реакции и энергетическими спектрами вторичных частиц в широкой области ядер. Этот подход был использован для получения простой зависимости, связывающей сечение реакции $(n,2n)$ с параметрами N и Z ядра-мишени [91]. При выводе формулы сделаны следующие приближения:

1. В первом каскаде реакции, где основными конкурирующими каналами являются (n,n') , (n,p) и (n,α) , конкуренция заряженных частиц определяется по эмпирической формуле В.Н.Левковского [92]:

$$\sigma_{np} + \sigma_{n\alpha} = \sigma_{ne} \left[0,72 \exp\left(-33 \frac{N-Z}{A}\right) + 0,28 \exp\left(-33 \frac{N-Z}{A}\right) \right] = \sigma_{ne} \exp\left(-33 \frac{N-Z}{A}\right),$$

где σ_{ne} — сечение поглощения нейтрона.

2. Во втором каскаде реакции нейтрон испускается всегда, когда это энергетически возможно, т.е. конкуренцией заряженных частиц и γ -квантов пренебрегается.

С учетом этих приближений сечение реакции $(n,2n)$ можно записать следующим образом:

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_c \frac{\int_0^{E_n - S_n} N_c(E) dE}{\int_0^{E_n} N_c(E) dE} + \sigma^{прег} \frac{\int_0^{E_n - S_n} N^{прег}(E) dE}{\int_0^{E_n} N^{прег}(E) dE} = \sigma_{n,2n}^c + \sigma_{n,2n}^{прег}, \quad (32)$$

где

$$\sigma_c = \sigma_{ne} \left[1 - \exp\left(-33 \frac{N-Z}{A}\right) \right] - \sigma^{прег};$$

$\sigma^{прег}$ — сечение предравновесной эмиссии нейтронов в первом каскаде реакции;

$N_c(E)$ — спектр нейтронов первого каскада, испущенных из равновесного состояния компаунд-ядра;

$N^{прег}(E)$ — спектр нейтронов предравновесной эмиссии;

S_n — энергия связи нейтрона в ядре-мишени.

Представив равновесную компоненту реакции формулой Вайскопфа, выразив величину S_n по формуле Вайцеккера и полагая постоянным энергетическое распределение нейтронов предравновесной эмиссии, получим следующую зависимость сечения $\sigma(n,2n)$ от N и Z ядра-мишени при энергии 14,5 МэВ:

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_{nm} \left[0,68 + \frac{N-Z}{A} - 5,2 \left(\frac{\epsilon}{2} \frac{N-Z}{A} - 1 \right) \exp \left(-\frac{\epsilon}{2} \frac{N-Z}{A} \right) \right] \text{ мб,} \quad (33)$$

где $\sigma_{nm} = \sigma_{ne} \left[1 - \exp \left(-33 \frac{N-Z}{A} \right) \right]$;

ϵ - параметр формулы Вайцеккера.

Полученную формулу можно свести к виду

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_{ne} \left[1 - k \exp \left(-m \frac{N-Z}{A} \right) \right],$$

который был эмпирически найден в работах [85,86].

Таким образом, известная из эксперимента зависимость сечения реакции $(n,2n)$ от параметра симметрии $(N-Z)/A$ является следствием зависимости от этого параметра энергии связи нейтрона S_n в ядре-мишени.

Формула (33) хорошо описывает всю совокупность экспериментальных данных по сечению $\sigma(n,2n)$ при энергии $E_n \approx 14,5$ МэВ (предсказания формулы для 70% ядер совпадают с экспериментом в пределах 10-15%). Большая часть ядер, для которых формула (33) так же, как и формулы (26)-(30), дает неудовлетворительные результаты, лежит в области значений параметра $(N-Z)/A < 0,1$. Более подробный анализ [91], основанный на точных расчетах по статистической и предравновесной моделям, с учетом конкуренции каналов (n,np) , $(n,n\alpha)$ и (n,nf) показал, что наблюдаемое расхождение связано с пренебрежением вероятностью распада по каналу (n,np) . В табл.2 приведены результаты расчетов для ядер с $(N-Z)/A < 0,1$, из которых видно, что сечение реакции (n,np) на этих ядрах сравнимо с величиной $\sigma(n,2n)$ и значительно превышает вероятность распада по каналам $(n,n\alpha)$ и (n,nf) . Следует отметить, что в формулах Барра [42] и Перлштейна [43-45] конкуренция канала (n,np) в некоторой степени учитывается эмпирическим параметром σ_{nm} .

Таблица 2

Сравнение расчетных сечений с экспериментальными данными для ядер с $(N-Z)/A < 0,1$

Элемент	$(N-Z)/A \cdot 10^3$	$\sigma_{теор}(n,2n)$	$\sigma_{теор}(n,np)$	$\sigma_{эксп}(n,2n)$
^{58}Ni	34	50	454	$34,8 \pm 1,7$
^{54}Fe	34	3,5	469	$10,7 \pm 2,2$
^{50}Cr	40	47	333	$27,9 \pm 1,8$
^{46}Ti	43	39,2	254	$37,3 \pm 7,5$
^{45}Sc	67	346	374	322 ± 25
^{63}Cu	80	549	185	501 ± 36

Таким образом, формулу (33) можно рекомендовать для оценки сечений реакции $(n,2n)$ при энергии 14,5 МэВ на ядрах со значением параметра $(N-Z)/A \gg 0,1$. Для ядер, относящихся к области значений параметра $(N-Z)/A < 0,1$ следует использовать методы, позволяющие проводить корректный учет конкуренции канала (n,np) .

Используя для сечения образования составного ядра выражение $\sigma_{ne} = 8,7(100+A)$ мб, которое при $E_n = 14,5$ МэВ дает результаты, совпадающие с расчетами по оптической модели в пределах 5%, можно получить [91] еще более простую зависимость $\sigma(n,2n)$ в области энергий 14 МэВ:

$$\sigma_{n,2n} = \begin{cases} (100+A) \left[1 - \exp\left(-33 \frac{N-Z}{A}\right) \right] \left[67 \left(\frac{N-Z}{A}\right) - 2 \right] \text{ мб, где } \frac{N-Z}{A} \leq 0,13; \\ (100+A) \left[5,7 + 8,7 \left(\frac{N-Z}{A}\right) \right] \text{ мб, где } \frac{N-Z}{A} > 0,13, \end{cases} \quad (34)$$

причем эта формула дает практически те же результаты, что и выражение (33).

Реакции (n, p) и (n, α)

Систематика сечений реакций (n, p) и (n, α) на основе параметризации кривой функции возбуждения была предложена В.Криваном и Х.Мюнцелем в работе [93]. Используемый в этой работе метод аналогичен рассмотренному выше способу параметризации сечения реакции $(n, 2n)$. Авторы [93] использовали эту систематику для оценки выхода изотопов при активации ядер нейтронами. Согласие расчета с экспериментальными данными получается для большинства ядер в пределах 35%, за исключением отдельных случаев, где расхождение достигает нескольких сотен процентов.

Недостатком данной систематики является отсутствие зависимости параметров описания функции возбуждения от параметра асимметрии $(N-Z)/A$, что, по-видимому, и вызывает большие погрешности в предсказании сечений для ядер, лежащих вдали от линии стабильности.

Определенная изотопическая зависимость сечений реакции (n, p) при энергии нейтронов около 14 МэВ была обнаружена Д.Гарднером [94]. Сечение каждого предшествующего изотопа данного элемента оказалась примерно в 2 раза больше, чем у последующего. Для описания отношения сечения $\sigma(n, p)$ на различных изотопах одного элемента была предложена простая формула

$$\sigma_{np}(Z, A \pm 1) / \sigma_{np}(Z, A) = 2^{(\pm 1)}. \quad (35)$$

Следует, однако, заметить, что эта зависимость только приблизительно соответствует действительному поведению экспериментальных сечений, на самом деле изотопическая зависимость является более сложной.

Д.Гарднером была сделана попытка обосновать полученное выражение с помощью статистической модели. В рамках этой модели отношение сечений (n, p) -реакции на двух изотопах имело следующий вид:

$$\frac{\sigma_{np}(Z, A+1)}{\sigma_{np}(Z, A)} \approx \exp \left[2(\alpha E_m)_{A+1}^{1/2} - (\alpha E_m)_A^{1/2} \right], \quad (36)$$

где $E_m = E_n + Q_{np} - \delta$.

Для описания абсолютных значений сечения при энергии 14 МэВ Д.Гарднер предложил эмпирическую формулу

$$\sigma_{np}(Z, A) = \alpha_i B_i 2^{(B_i - A)} \left(\exp^{b_i b_i - c_i (Z - d_i)} \right), \quad (37)$$

где параметры α_i , b_i , c_i и B_i зависят от Z и A .

В последующих работах [95, 96] Д.Гарднер исследовал четно-нечетные эффекты в реакции (n, p) , которые были описаны по формуле (2.11) путем введения специально подобранных величин δ , а также получил полуэмпирические выражения для предсказания сечения (n, α) -реакции. Изотопический эффект в реакции (n, α) также интерпретировался в рамках статистической модели:

$$\frac{\sigma_{n\alpha}(Z, A+1)}{\sigma_{n\alpha}(Z, A)} \approx \exp \left\{ 2 \left[\alpha (E_m - \beta_\alpha^*) \right]_{A+1}^{1/2} - 2 \left[\alpha (E_m - \beta_\alpha^*) \right]_A^{1/2} \right\}. \quad (38)$$

Эта формула отличается от формулы (36) введением кулоновского барьера, препятствующего вылету α -частиц из ядра. Высота кулоновского барьера определяется с учетом диффузности ядра следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \beta_{\alpha}^* &= \beta_{\alpha} \left(1 - \frac{1,15}{(A-3)^{1/3}} \right); \\ \beta_{\alpha} &= \frac{0,05 \mathcal{E}(Z-2)}{(A-3)^{1/3} + 4^{1/3}}. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Для вычисления абсолютных значений сечений реакции (n, α) предложена следующая формула:

$$\begin{aligned} \sigma_{n\alpha}(Z, A) &= 0,101(Z+2) \exp[1,493(Z+2) - 0,0691(Z-14) - 0,649A_z] \times \\ &\times \exp 2 \left\{ \left[\alpha(E_m - \beta_{\alpha}^*) \right]_{A_z}^{1/2} - \left[\alpha(E_m - \beta_{\alpha}^*) \right]_{A_z}^{1/2} \right\}, \end{aligned} \quad (40)$$

где A_z - параметр, зависящий от Z и A .

Формула (40) хорошо описывает экспериментальные данные на легких ядрах ($Z < 30$) и плохо - на тяжелых, где лучшие результаты получаются даже при $\beta_{\alpha}^* = 0$, что противоречит физическому смыслу используемой модели. Кроме того, параметр плотности уровней в работах Д.Гарднера выбирался как $\alpha = \frac{1}{20} \div \frac{1}{25}$, что значительно ниже реальных значений этого параметра ($\frac{1}{7,5} + \frac{1}{10}$), обычно получаемых из плотности нейтронных резонансов.

Действительно, на тяжелых ядрах ($A \geq 100$) в реакциях (n, p) и (n, α) доминируют прямые процессы, поэтому формулы (36) и (38) не пригодны для интерпретации экспериментальных данных на этих ядрах.

В 1964 г. А.Чаттерджи [97], анализируя данные по реакции (n, p) при энергии 14,5 МэВ, обнаружил оболочечные эффекты, выраженные в том, что на ядрах с заполненной протонной оболочкой сечение меньше, чем на соседних ядрах. Для учета этих эффектов он предложил использовать оболочечную зависимость плотности уровней. Однако Д.Гарднер [98] и С.Кэйм [99] не подтвердили оболочечной зависимости в сечении (n, p) -реакции. Как указывают Н.Молла и С.Кэйм [86], рассмотревшие экспериментальные данные с учетом последних измерений, выполненных с хорошей точностью, в сечении σ_{np} не наблюдается минимумов для ядер с заполненными протонными и нейтронными оболочками, по крайней мере, при современной точности эксперимента.

В 1964 г. В.Н.Левковский [100] обнаружил очень простую зависимость сечений реакций (n, p) и (n, α) от параметра $(N-Z)/A$. В работе [92] он проанализировал совокупность экспериментальных данных по сечениям этих реакций при $E_n \approx 14$ МэВ и рекомендовал эмпирические формулы

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{np} &= 7,3 \sigma_n \exp\left(-33 \frac{N-Z}{A}\right); \\ \sigma_{n\alpha} &= 2,9 \sigma_n \exp\left(-33 \frac{N-Z}{A}\right). \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Здесь σ_n - сечение поглощения нейтрона - вычисляется в квазиклассическом приближении:

$$\sigma_n = \pi z_0^2 (A^{1/3} + 1)^2.$$

где $z_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см.

Несмотря на свою простоту, эти формулы имели неожиданный успех в описании сечений σ_{np} и $\sigma_{n\alpha}$ для широкой области ядер. Поэтому можно сделать вывод, что в них правильно отражен некоторый физический закон, имеющий место в этих реакциях и не зависящий от их механизма. Качественное объяснение В.Н.Левковским найденного эффекта состоит в следующем: при энергии налетающего нейтрона 14-15 МэВ устанавливается некоторое равновесие между различными каналами реакции. При этом сечение реакции (n, α) примерно в 2,5 раза меньше сечения (n, p) , а в целом сечение реакции с вылетом заряженных частиц пропорционально удельному заряду ядра Z/A .

Зависимость, аналогичная предложенной В.Н.Левковским, использовалась также С.Перлстейном [43-45] для оценки функций возбуждения реакций (n, p) и (n, α) . В работе [85], где использовалось приближение постоянной температуры для описания сечений пороговых реакций, отмечено, что зависимость В.Н.Левковского может быть получена из статистического рассмотрения реакции.

В работе [101] получена следующая эмпирическая зависимость сечения реакции (n, p) при энергии 14–15 МэВ:

$$\log_{10}(\sigma_{np}) = 0,2 + 0,4 A^{1/2} - 4,6(N-Z)/A^{2/3}. \quad (42)$$

Было проведено также разделение прямых и статистических процессов. С учетом такого разделения авторы [101] рекомендовали следующие полуэмпирические соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \log_{10}(\sigma_{np}^d) &= 0,0227A - 0,1(N-Z); \\ \sigma_{np}^c &= \sigma_\alpha \left\{ 1 + \exp \left[(B_p - B_n)/T + 0,01 A^{4/3} + 0,8 \right] \right\}^{-1}; \\ \sigma_{np} + \sigma_{nnp}^c &= \sigma_\alpha \left\{ 1 + \exp \left[(B_p - B_n)/T + 0,01 A^{4/3} \right] \right\}^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

где σ_{np}^d - сечение прямого процесса;

σ_{np}^c и σ_{nnp}^c - сечения реакций (n, p) и (n, np) , проходящих через составное ядро;

B_n, B_p - энергии связи нейтрона и протона в составном ядре;

T - ядерная температура, которая задается соотношением $T = 13/A^{1/2}$ МэВ.

В работах [102, 103] нами было проанализировано сечение реакции (n, p) при энергии около 14 МэВ и получена простая зависимость этого сечения от параметров N и Z ядра-мишени. Предполагалось, что сечение реакции (n, p) можно представить как

$$\sigma_{np} = \sigma_{ne} W_p, \quad (44)$$

где σ_{ne} - сечение поглощения нейтрона с энергией 14 МэВ;

W_p - вероятность эмиссии протона из составного ядра.

Величина W_p определяется через скорость эмиссии протонов с помощью принципа детального равновесия:

$$W_p = \int_0^{E_{\max}} W_{cp}(E) dE. \quad (45)$$

Здесь $W_{cp}(E)$ - скорость эмиссии протона с энергией E , равная $\frac{N_p}{N_c} W_{pc}^*(E)$,

где N_c, N_p - полное число состояний системы до и после испускания протона.

Выражая N_c и N_p через плотность уровней в модели ферми-газа, а $W_{pc}^*(E)$ - через сечение обратного процесса $\sigma_p(E)$ и предполагая при этом

$$\sigma_p(E) = 1 - B_k/E,$$

где B_k - высота кулоновского барьера ядра ($E > B_k$), получим

$$\sigma_{np} \approx \sigma_{ne} \exp \left[\sqrt{\frac{\alpha}{E_n}} (-B_p - B_k + \delta') \right]. \quad (46)$$

Используя формулу Вайцзеккера для определения величины B_p , получим окончательное выражение

$$\sigma_{np} \approx C_1 \sigma_{ne} \exp \left[\sqrt{\frac{\alpha}{E_n}} \left(-C_2 \frac{N-Z-1}{A} + C_3 \frac{Z-1}{A^{1/3}} - \Delta \right) \right]. \quad (47)$$

В этой формуле параметры C_2, C_3 и Δ выражаются через коэффициенты формулы Вайцзеккера. Для нахождения оптимальных параметров, дающих наилучшее описание сечения реакции (n, p) при энергиях 14–15 МэВ была использована процедура подгонки выражения (47) к имеющимся экспериментальным данным. Ниже приводятся оптимальные значения параметров формулы (47):

$$\begin{aligned} C_1 &= 7,06; & \alpha &= A/10 \text{ МэВ}^{-1}, \\ C_2 &= 50 \text{ МэВ}; & E_n &= 14,5 \text{ МэВ}, \\ C_3 &= 0,58 \text{ МэВ}; & \Delta &= 3,26 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

$$\sigma_{ne} = \pi z_0^2 (A^{1/3} + 1)^2,$$

где $z_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см.

Формула (47) дает результаты, согласующиеся в пределах 20% с экспериментальными данными для 80% рассмотренных ядер. На рис.11 приводится сравнение изотопической зависимости при энергиях 14–15 МэВ, предсказываемой формулой Левковского (пунктирная линия) и соотношением (47) (сплошная линия). Из рисунков видно, что полученная нами формула дает более правильную тенденцию изотопической зависимости сечения на тяжелых ядрах. Таким образом, формулу (47) можно рекомендовать для оценки сечений реакции (n,p) при энергии 14,5 МэВ.

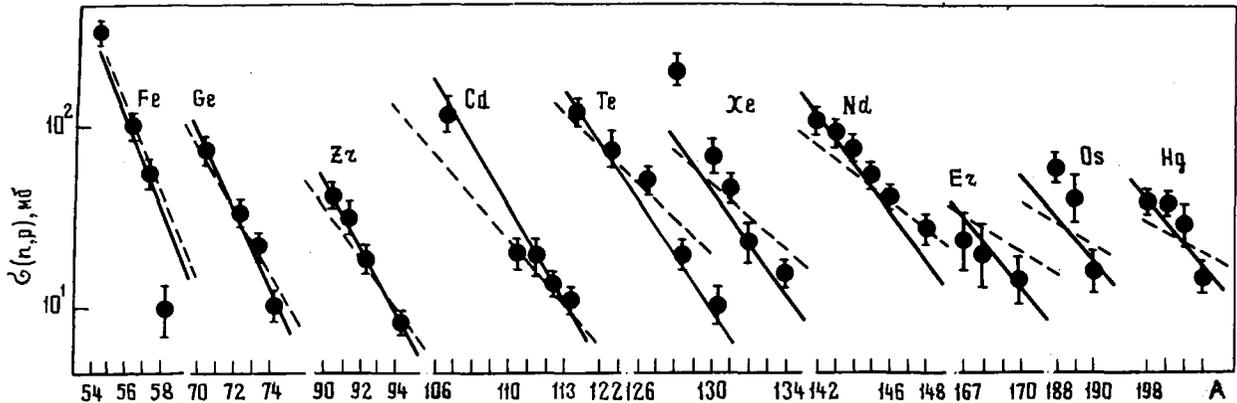


Рис.11.

Сравнение изотопической зависимости $\sigma(n,p)$ при энергиях 14–15 МэВ

Рассмотренные в данной главе систематики нейтронных сечений при энергиях 14–15 МэВ могут быть рекомендованы для оценки данных в области ядер, где нет экспериментальных данных. Для оценки функций возбуждения пороговых сечений надежные результаты могут быть получены лишь с использованием теоретических моделей ядерной реакции.

Список литературы

1. Schett A., Okamoto K., Lesa L. e.a. *Compilation of Threshold Reaction Neutron Cross-Sections for Neutron Dosimetry and other Applications*. IANDC-95"U", 1974.
2. Jessen P., Vogmann M., Dreuer F., Neuert H. *Nucl. Data*, 1966, v. 1, p. 2.
3. Алиев А.И., Дрынкин В.И., Дейпунская Д.И., Касаткин В.А. *Ядерно-физические константы для нейтронного активационного анализа*. М., Атомиздат, 1969.
4. Alliew E., Lesler R.M. *Nuclear Data Tables*, 1973, v. 11, N 8–9.
5. Борисов Г.А., Васильев Р.Д., Григорьев Е.И., Ярына В.П. *В кн.: Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках*. М., 1976, т. I, с. 194.
6. Магурно В.А. *ENDF/B-IV Dosimetry file*. BNL-NCS-50446, 1975.
7. Бондарс Х.Я., Вейнберг Я.К., Лапенас А.А. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы*, 1974, вып. 15, с. 63.
8. Власов М.Ф., Фабру А., МсЕлгоу W.H., Халил М.А. *Сж. /5/*, с. 86.
9. Блатт Дж., Вайскопф В. *Теоретическая ядерная физика*. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
10. Lesouter K.J., Lang D.W. *Nucl. Phys.*, 1959, v. 13, p. 32.
11. Vogmann M., Neuert H. *Fortschr. Phys.*, 1963, Bd 11, N. 7, S. 277.

12. C i n d r o N. Rev.Mod.Phys., 1966, v. 38, p. 391.
13. B ü t t n e r H., L i n d n e r A., M e l d n e r H. Nucl. Phys., 1965, v. 63, p. 615.
14. A x e l P. Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 671.
15. В о р м а н н М., Ф р е т в у р с т Е., С с е ч е к а Р. е.а. Nucl.Phys., 1965, v. 63, p. 438.
16. P i c a r d J., W i l l i a m s o n C.F. Ibid., p. 673.
17. M a n i G.S., M e l k a n o f f M.A. Proceedings International Conference on Direct Interactions. Paclua, 1962.
18. H a u s e r W., F e s h b a c h H. Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 366.
19. С а в е л ь е в А.Е. Мгновенное излучение, сопровождающее деление ядер.-Бюллетень Центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 1971, вып. 7.
20. С а в е л ь е в А.Е., А в е р ь я н о в И.К., Д з ю б а Б.М. Ядерная физика, 1970, т.12, с.704.
21. Там же, 1972, т.15, с.744.
22. F u C.Y. In: Nuclear Cross-Sections and Technology (Proceedings of Washington Conference, 3-7 March 1975), 1975, v. 1, p. 328.
23. Б ы ч к о в В.М., П а щ е н к о А.Б. Препринт ФЭИ-699. Обнинск, 1976.
24. Б ы ч к о в В.М., П л я с к и н В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Обнинск, 1976, вып. 23, с. 20.
25. H a n s e n L.F., G r i m e s S.M., H o w e r t o n R.J., A n d e r s o n J.D. Nucl. Sci. Engng, 1976, v. 61, p. 201.
26. H u i z e n g a I.R., V o p a c h H.K., K a t s a n o s A.A. е.а. Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1149.
27. G r i f f i n J. Phys. Rev. Letters, 1966, v. 17, p. 478.
28. З а й д е л ь К., З е л и г е р Д., М а й с т е р А. Учет предравновесных процессов в реакциях типа $(n, 2n)$, (n, pn) и (n, np) .-В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. 4, с. 149.
29. Б ы ч к о в В.М., В о з я к о в В.В., Д о в б е н к о А.Г. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып. 19, с. 110.
30. И г н а т ю к А.В., Л у н е в В.П., П р о н я е в В.Г. Препринт ФЭИ-682. Обнинск, 1976.
31. K a l b a c h G. Acta Phys. Slov., 1975, v. 25, p. 100.
32. O b l o z i n s k y P. Symposium of Fast Neutron Interactions and on Problem of High Current Neutron Generators. Debrecen, Hungary, 1975.
33. З а й д е л ь К., З е л и г е р Д., Р а й ф Р., Т о н е е в В.Д. Предравновесный распад в ядерных реакциях.-Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1976, т. 7, вып.2, с. 499.
34. G a d i o l i E. Nucl. Instrum. Meth., 1977, v. 146, p. 265.
35. В р а г а - М а р с а з з а n G.M., G a d i o l i - E r b a E., M i l a z z o - C o l l i L., S o n a P.G. Phys. Rev., 1972, v. C6, p. 1398.
36. G a d i o l i E. е.а. Nucl. Phys., 1973, v. A217, p. 589.
37. G a d i o l i E., G a d i o l i - E r b a E. Acta Phys. Slov., 1975, v. 25, p. 126.
38. M e i s t e r A. е.а. Report ZFK-283, Dresden, 1974.
39. С а л ь н я к о в О.А., Д о в ч и к о в а Г.Н. и др. Ядерная физика, 1970, т.12, с. 1132.
40. П л я с к и н В.И., Т р ы к о в а В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып. 21, с. 62.
41. Физика быстрых нейтронов. Под ред. В.И.Стрижака. М., Атомиздат, 1977.
42. V a r g D.W., B r o w n e C.I., G i l m o r e J.S. Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 859.
43. P e a r l s t e i n S. Nucl. Sci. Engng, 1965, v. 23, p. 238; Nucl. Data, 1967, v. 3, N 3, p. 327.
44. P e a r l s t e i n S. J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 81.
45. P e a r l s t e i n S. In [22], p. 332.
46. B ö d y Z.T., S z i k a i J. Atomic Energy Rev., 1973, v. 11, N 1.
47. H o l u b E., C i n d r o N. Phys. Letters, 1975, v. 56B, p. 143.

48. Н о л у б Е., В е р с и л л о н О., С и н д р о Н., Ж а р у Ж. V International Symposium on the Interactions of Fast Neutrons with Nuclei. Gaussing, DDR, 1975.
49. С и н д р о Н., Ф р е х а у т Ж. Current problems in $(n, 2n)$ reactions. Gaussing, DDR, 1975.
50. В о р м а н н М., В и с с е н Н.Н., М а г и е р а Е. е.а. Nucl. Phys., 1970, v. A157, p.481.
51. Б е ч к о в ь М., П л я с к и н В.И. Анализ спектров эмиссии нейтронов и сечений реакции $(n, 2n)$ для ядер в области массовых чисел 50-200.-в кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч. 2, с. 84.
52. D i l g W., S c h a n t l W., V o n a s c h H., U h l m. Nucl. Phys., 1973, v. A127, p.269.
53. К у ш а б е I. J. Nucl. Sci. and Technol., 1977, v. 14, p. 319.
54. П р о к о п е ц Г.А., С т р и ж а к В.И. Укр. физ. ж., 1969, т. 14, с. 687.
55. П р о к о п е ц Г.А., С т р и ж а к В.И. Ядерная физика, 1969, т. 10, с. 699.
56. V o i g n i e r J. Etude de la reaction $Pb(n, 2n)$ par la methode du doubl temps de vol.- В кн.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г.). Обнинск, 1974, ч. 3, с. 227.
57. Е ж о в С.Н. и др. Ядерная физика, 1970, т. II, с. 122.
58. О л ь х о в с к и й Е.С., Е ж о в С.Н. Изв. АН СССР. Сер физ., 1973, т. 37, с. 161.
59. О л ь х о в с к и й В.С., П л ю и к о в А.А. Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 520.
60. П л ю и к о В.А. Статистическая теория предравновесного испускания двух частиц из сильно-возбужденных ядер. - См. [28], с. 167.
61. А с к е р м а н н А., A n d e r s B., В о р м а н н М., S c o b e l W. Nucl. Cross-Sections and Technology, 1975, v. 2, p. 819.
62. В о р м а н н М. Nucl. Phys., 1965, v. 65, p. 257.
63. C h a t t e r j e e S., C h a t t e r j e e A. Ibid., 1969, v. A125, p. 593.
64. Н о л у б Е. Acta Phys. Slov., 1975, v. 25, p. 180.
65. H i l l e P. Nucl. Phys., 1968, v. A107, p. 49.
66. В р а г а-М а р с а з з а н G.M., G a d i o l i-Е р б а Е., M i l a z z o-C o l l i L. е.а. Phys. Rev., 1972, v. C6, p. 1398.
67. Б е л о в и ц к и й Г.Е., П р е с н я к О.С., С у х о в Л.В. Измерение функции возбуждения (n,p) -реакций для изотопов свинца и висмута при $E_n = 13,4+14,8$ МэВ.- См. [28], с. 209.
68. Б е л о в и ц к и й Г.Е. Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 527.
69. S a e t t a-M e n i c h e l l a E., T o p o l i n i F., T o p o l i n i-S e v e r g n i - n i L. Nucl. Phys., 1964, v. 51, p. 449.
70. Д о л я Г.П., Б о ж к о В.П., Г о л о в н я В.Я. и др. Дифференциальные и интегральные сечения (n, α) -реакций при энергии нейтронов 14,7 МэВ на ядрах $^{50}, ^{52}, ^{53}, ^{54}Cr$.
71. Д о л я Г.П., К л ю ч а р е в А.П., Г о л о в н я В.Я., К а ч а н А.С. Анализ по статистической модели сечений (n, α) -реакций, вызываемых быстрыми нейтронами на ядрах $^{54}, ^{56}, ^{57}, ^{58}Fe$ и $^{58}, ^{60}, ^{62}Ni$.-См. [28], с. 180.
72. Д о л я Г.П., Б о ж к о В.П., Г о л о в н я В.Я. и др. Исследование (n, α) -реакций на ядрах среднего атомного веса ($50 \leq A \leq 62$) при энергии нейтронов 14,7 МэВ.- См. [51], с. 68.
73. Н е у д а ч и н В.Г., С м и р н о в Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., Наука, 1969.
74. M i l a z z o-C o l l i L., В р а г а-М а р с а з з а н G.M. Phys. Letters, 1972, v. 38B, p. 155.
75. А л е г в а А., D u m i t r e s c u R., L u k a s I.R. е.а. Nucl. Phys., 1973, v. A209, p. 557.
76. M i l a z z o-C o l l i L., В р а г а-М а р с а з з а н G.M. Nucl. Phys., 1973, v. A210, p. 297.
77. M i l a z z o-C o l l i L., В р а г а-М а р с а з з а н G.M., M i l a z z o M., S i g n o r i n i S. Nucl. Phys., 1974, v. A128, p. 274.
78. К а д м е н с к и й С.Г., Ф у р м а н В.И. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1975, т. 6, с. 469.
79. C h e v a r i e r A., C h e v a r i e r N., Д е м е у е р А. е.а.-Phys.Rev., 1975, v. C11, p. 886.

80. Glowacka L., Jaskola M., Turkievicz J. e.a. Nucl. Phys., 1975, v. A244, p. 117.
81. Ibid., v. A262, p. 205.
82. Ibid., 1977, v. A284, p. 257.
83. Krivan V., Münzel H. J. Inorg. and Nucl. Chem., 1972, v. 34, p. 2989.
84. Kondai ch E. J. Phys., 1974, v. A7, p. 1457.
85. Wenden Lu, Fink R.W. Phys. Rev., 1971, v. C4, p. 1173.
86. Moll a N.I., Qaim S.M. Nucl. Phys., 1977, v. A283, p. 269.
87. Csikai J., Retö G. Phys. Letters, 1966, v. 20, p. 52.
88. Бедя З., Чикая И. Суммарное сечение реакций $(n, 2n)$ для элементов при энергии нейтронов 14 МэВ.- В кн.: Нейтронная физика (Материалы Всесоюзного совещания, Киев, 24-28 мая 1971 г.). Киев, Наукова Думка, 1972, ч. I, с. 232.
89. Bödy Z., Csikai J. Atomic energy rev., 1973, v. 11, p. 153.
90. Chatterjee S., Chatterjee A. Nucl. Phys., 1969, v. A125, p. 593.
91. Бичков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. О зависимости сечения реакции $(n, 2n)$ от параметра $(N-Z)/A$.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып. 4(31).
92. Левковский В.Н. Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 705.
93. Krivan V., Münzel H. J. Inorg. and Nucl. Chem., 1972, v. 34, p. 2093.
94. Gardner D.G. Nucl. Phys., 1962, v. 29, p. 373.
95. Gardner D.G., Poularikas A.D. Ibid., v. 35, p. 303.
96. Gardner D.G., Yu-Wen-Yu. Ibid., 1964, v. 60, p. 49.
97. Chatterjee A. Ibid., 1964, v. 60, p. 273.
98. Gardner D.G., Rosenblum S. Ibid., 1967, v. A96, p. 121.
99. Qaim S.M. In [22], v. 2, p. 664.
100. Левковский В.Н. Ж. Эксперим. и теор. физ., 1964, т. 18, с. 213.
101. Eder G., Winkler G., Hiller P. Z. Phys., 1972, v. 253, p. 335.
102. Бичков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Препринт ФЭИ-809. Обнинск, 1978.
103. Бичков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып. I(28), с. 5.

Часть 2. Сечения реакции (n, p) в интервале энергий нейтронов от порога до 20 МэВ

CROSS-SECTIONS FOR (n, p) -REACTIONS IN NEUTRON ENERGY RANGE FROM THRESHOLD TO 20 MeV. The (n, p) -reaction cross-section compilation for nuclei with $Z \geq 20$ in the neutron energy range from threshold up to 20 MeV was made. The compilation results are presented on graphs. Recommended curves of excitation functions obtained as a result of analysis of experimental data and theoretical calculations are given for some nuclei. The numerical information on measurement results into 14-15 MeV neutron energy range and the evaluated value of (n, p) reaction cross-section at $E_n = 14,5$ MeV are given in the table. Experimental data published up to 1977 were taken into account.

Выполнена компиляция сечений реакции (n, p) для ядер с $Z \geq 20$ в диапазоне энергий нейтронов от порога до 20 МэВ. При этом учтены экспериментальные данные, опубликованные до конца 1977 г. В работе широко использованы предыдущие компиляции [1-4]. Результаты компиляции представлены на рисунках (см. приложение I). Для некоторых ядер на рисунках приводится рекомендованная кривая функции возбуждения, полученная в результате анализа экспериментальных данных и теоретических расчетов [5-7].

В приложении 2 приведены экспериментальные данные и рекомендованные сечения реакции (n, p) в диапазоне энергий нейтронов 14–15 МэВ. Рекомендованные сечения получены на основе анализа экспериментальных данных с учетом тенденций, предсказываемых ($N-Z$)-систематикой [8,9].

При выборе рекомендованных сечений предпочтение отдавалось работам, выполненным активационным методом, с использованием радиохимических методов, обогащенных изотопов и полупроводниковых детекторов. Из рассмотрения исключены работы, данные которых существенно отличаются от совпадающих данных других авторов.

В тех случаях, когда не было достаточного основания сделать выбор из противоречивых данных или когда имелись результаты лишь тех экспериментов, данные которых на других ядрах систематически отличаются от группы совпадающих данных, рекомендованное сечение не приводилось.

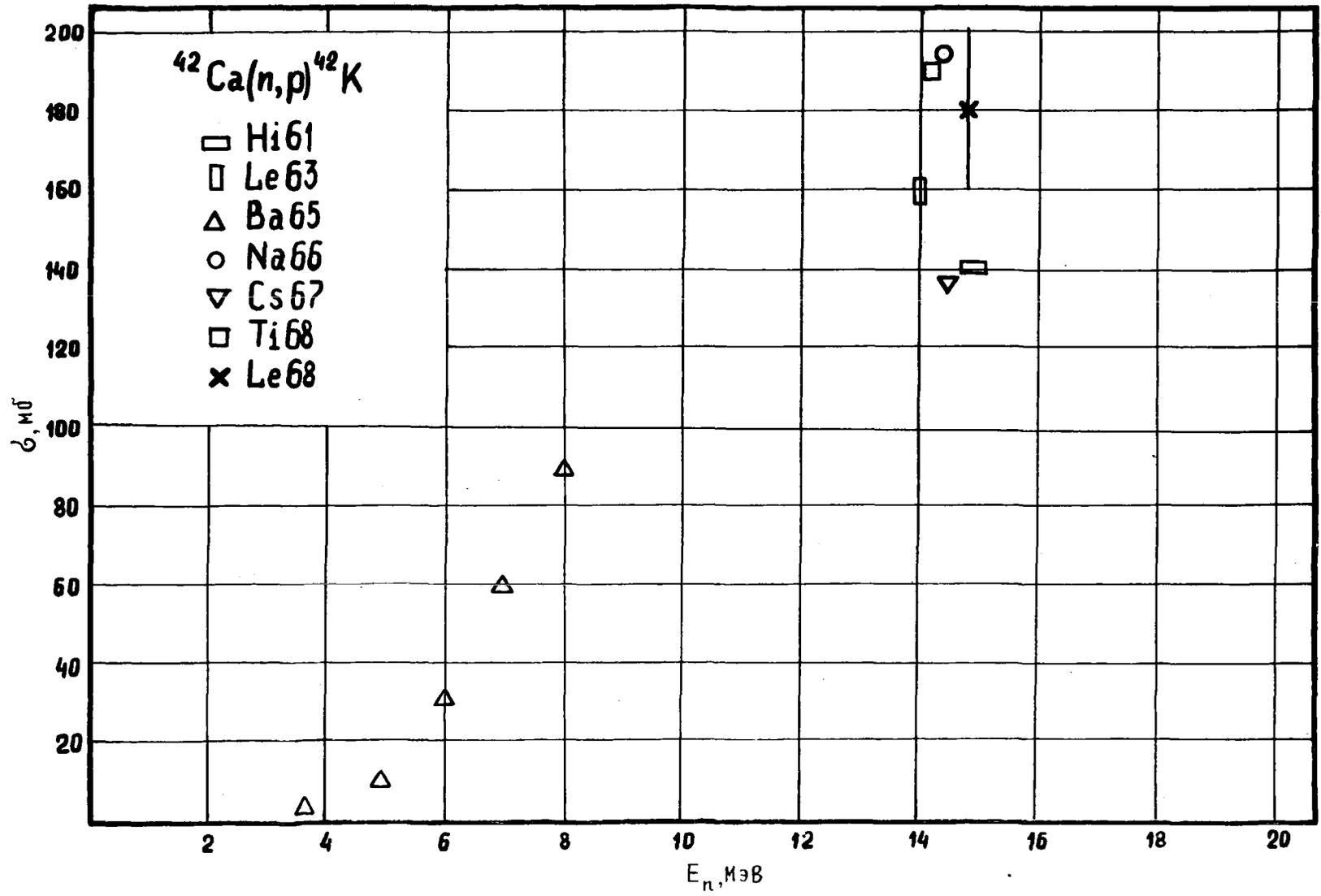
Список литературы

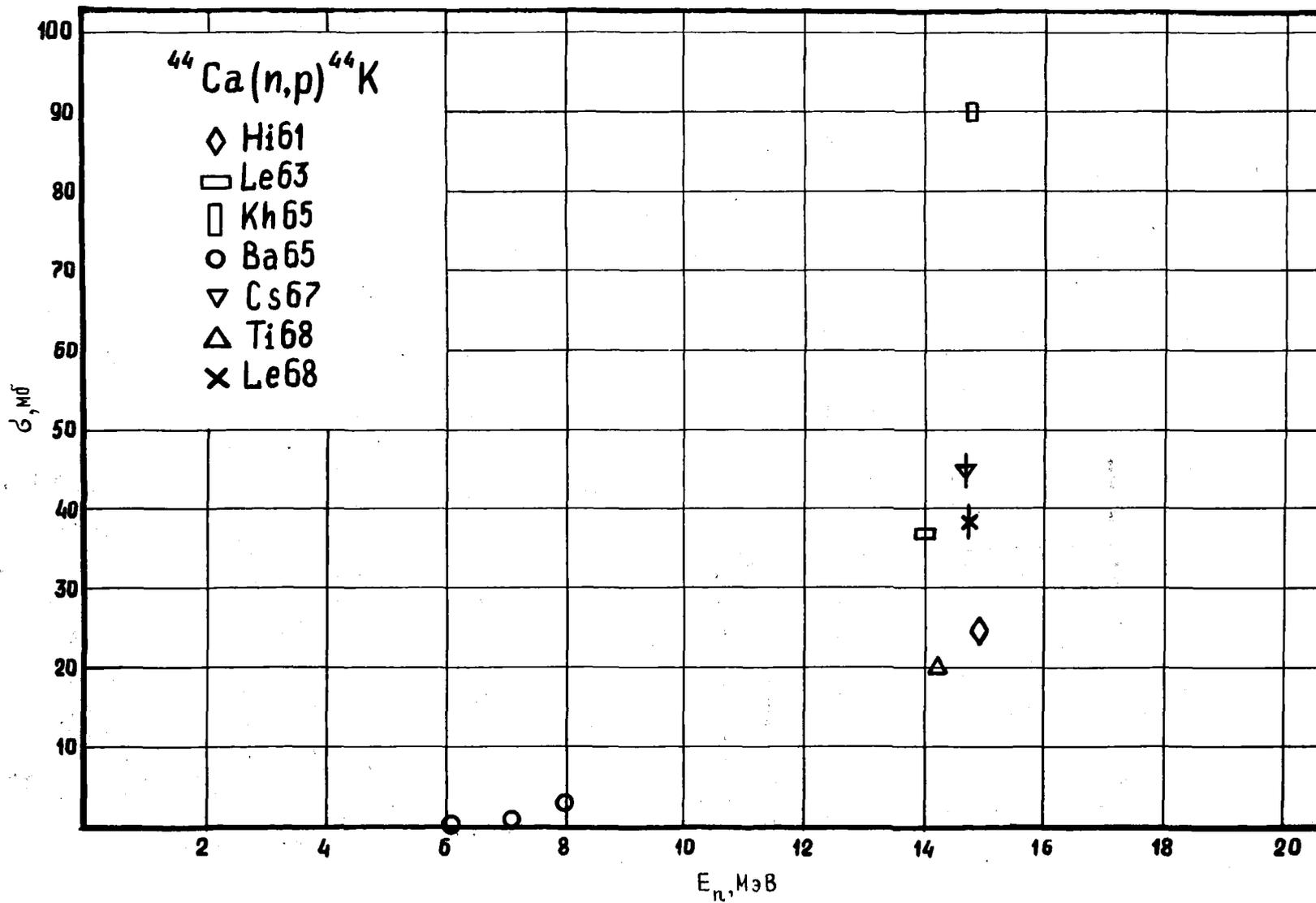
1. Абагян Л.П., Захарова С.М. Бюллетень Центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 1967, вып.7, с.234; там же, 1965, вып.2, с.167.
2. G a r b e r D.I., K i n s e y R.R. Neutron cross-sections. Report BNL-325, 1976, v. 2.
3. G o v e N.B., W a r s t g a A.H. Nuclear Data Tables, 1972, v. 11, N 2, 3.
4. S c h e t t A., O k a m o t o K., L e s s a L. e. a. Report EANDC-95 "U", 1974.
5. Бычков В.М., Пашенко А.Б. Анализ пороговых реакций на изотопах Cr, Fe, Ni в рамках статистической теории. Препринт ФЭИ-699. Обнинск, 1976.
6. Абагян Л.П., Бычков В.М., Захарова С.М. и др. Оценка сечений пороговых реакций с вылетом заряженных частиц на изотопах хрома.- В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИАтоминформ, 1978, вып. 3(30), с. II.
7. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б. и др. Оценка сечений пороговых реакций и спектров испускаемых частиц с использованием теоретических моделей.- Проблемы переноса ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1978.
8. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. ($N-Z$)-систематика сечений реакции (n, p) при энергии нейтронов 14 МэВ. Препринт ФЭИ-809. Обнинск, 1978.
9. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения реакции (n, p) при энергии 14,5 МэВ для стабильных ядер с $Z \geq 20$.-В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИАтоминформ, 1978, вып. I(28), с. 5.

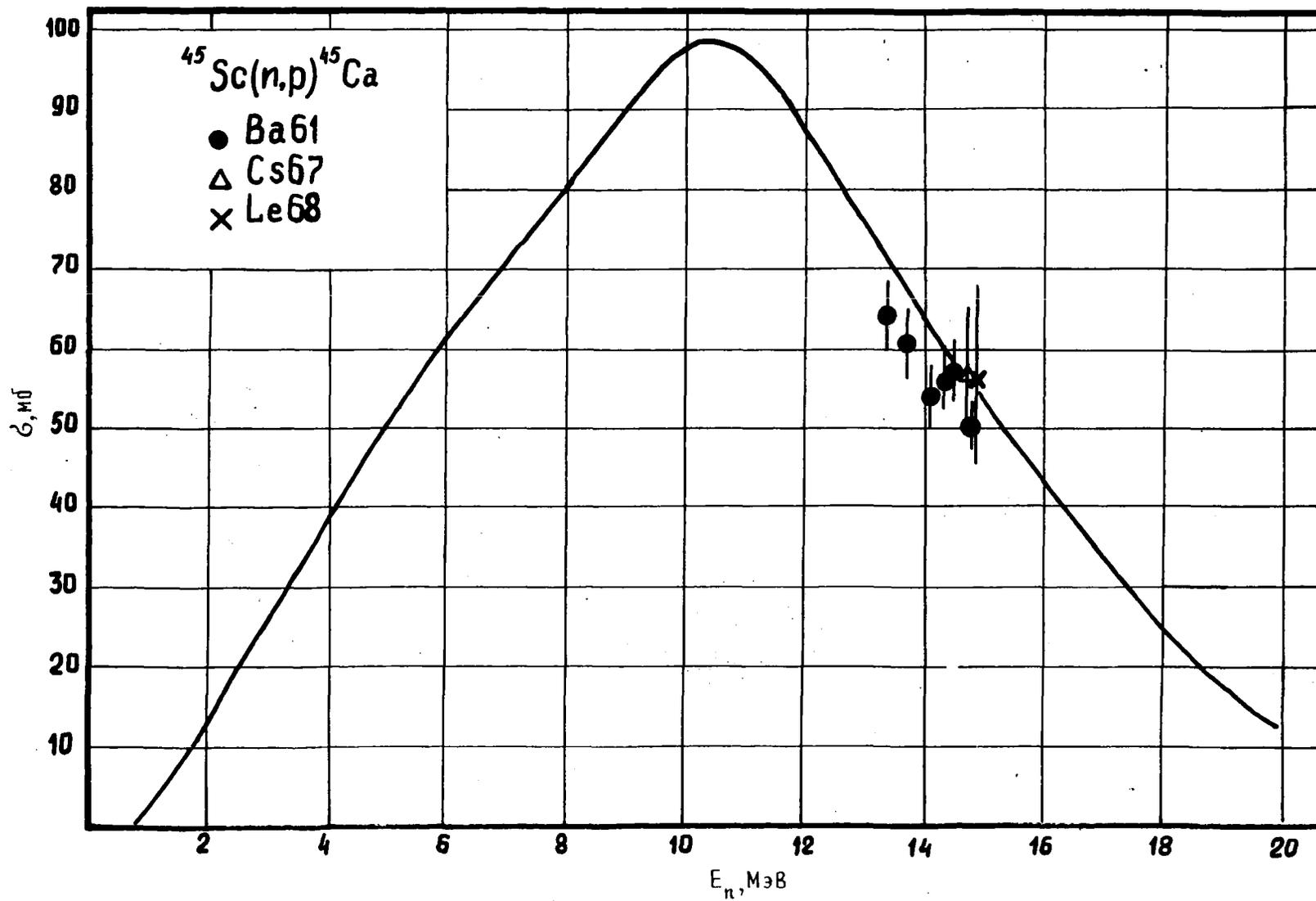
ПРИЛОЖЕНИЕ 1

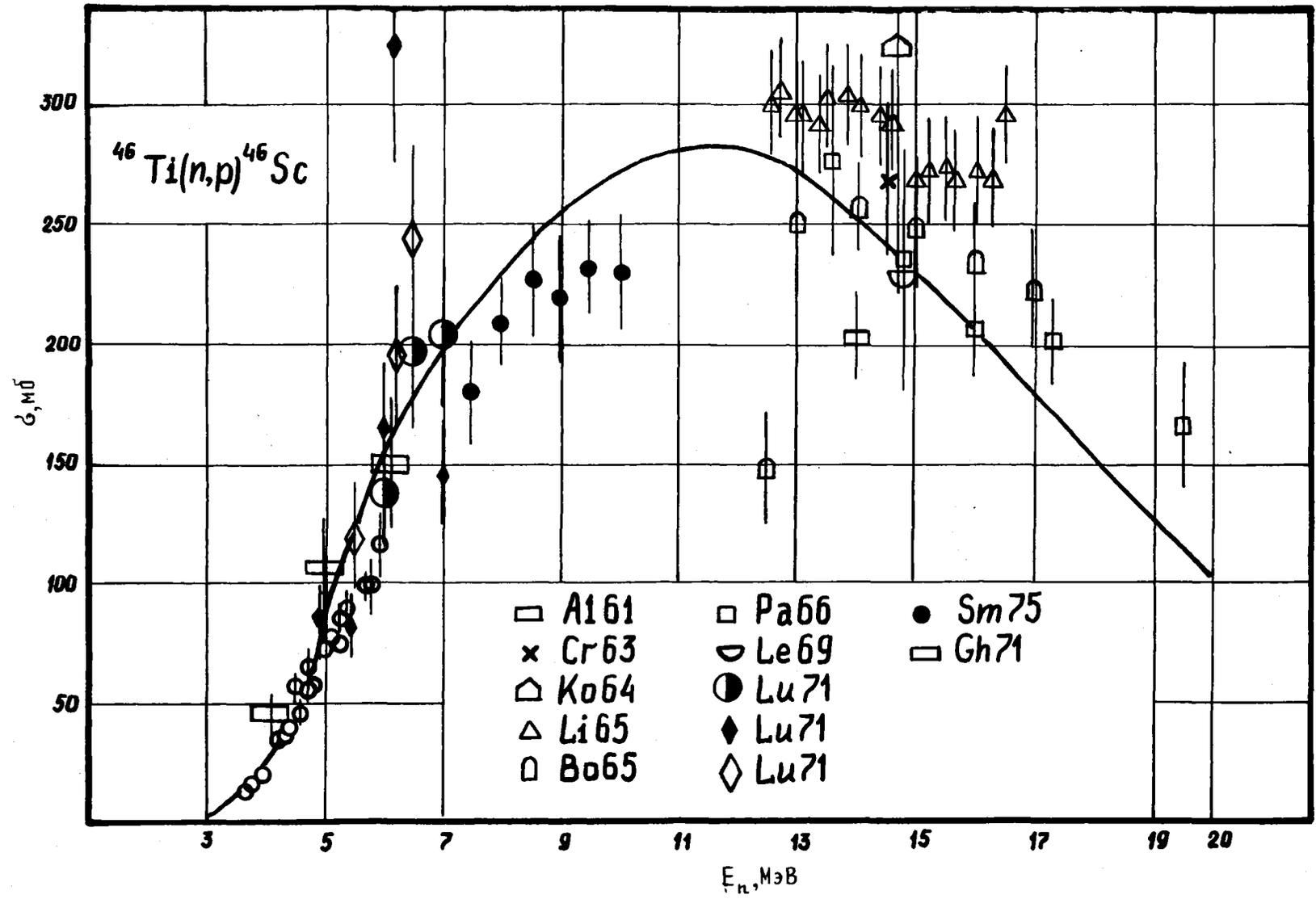


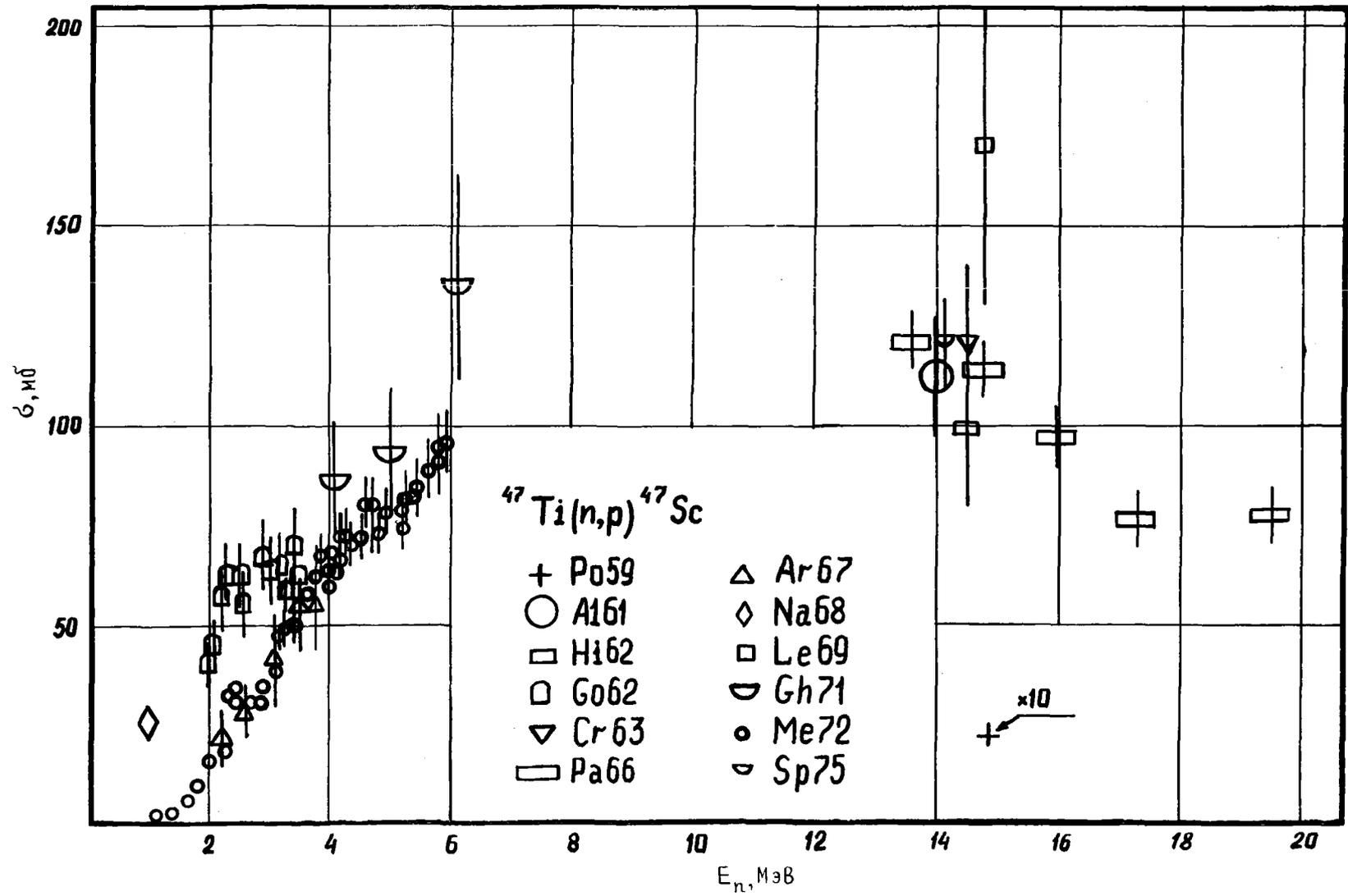
Функция возбуждения пороговой реакции

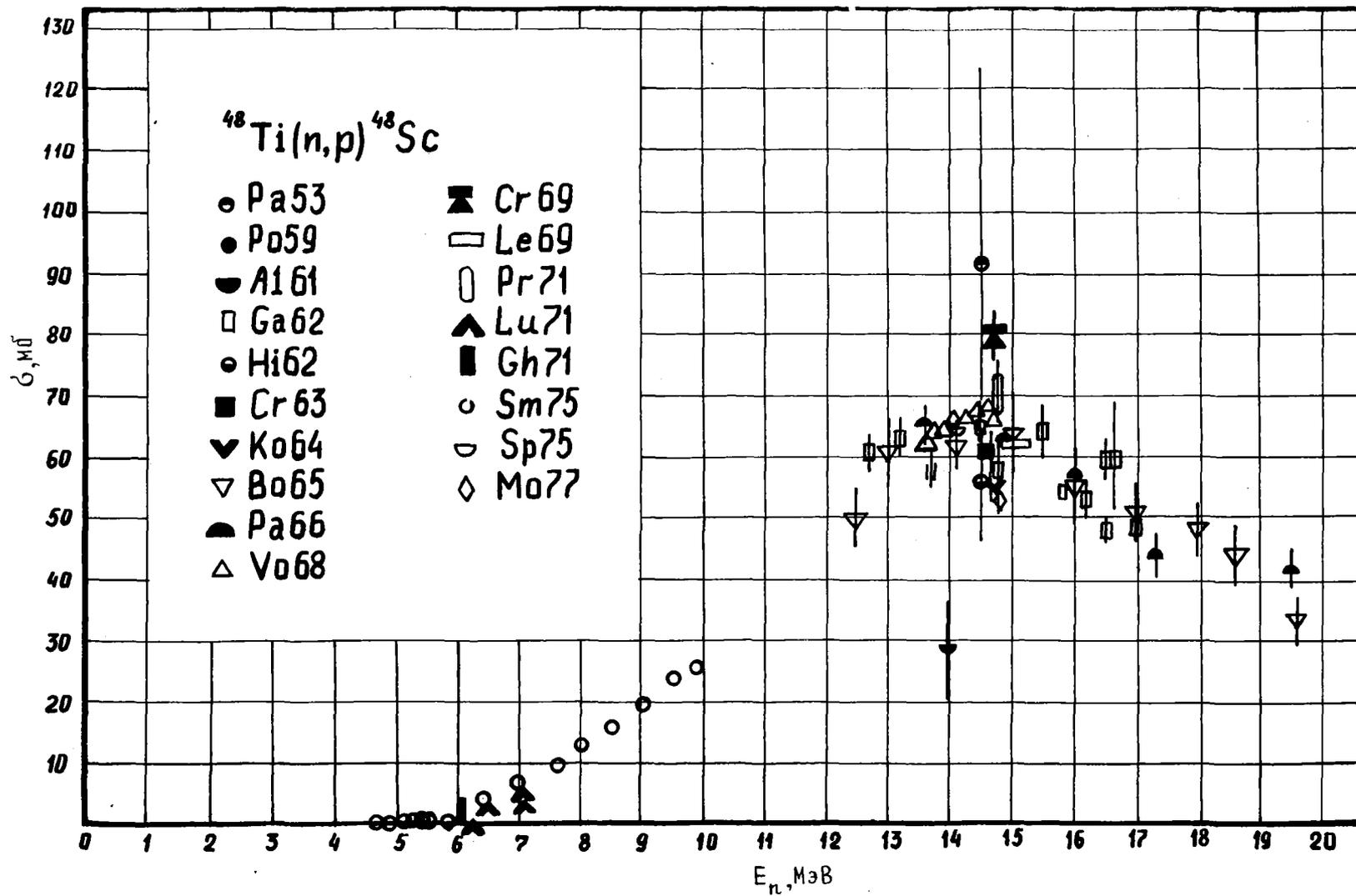


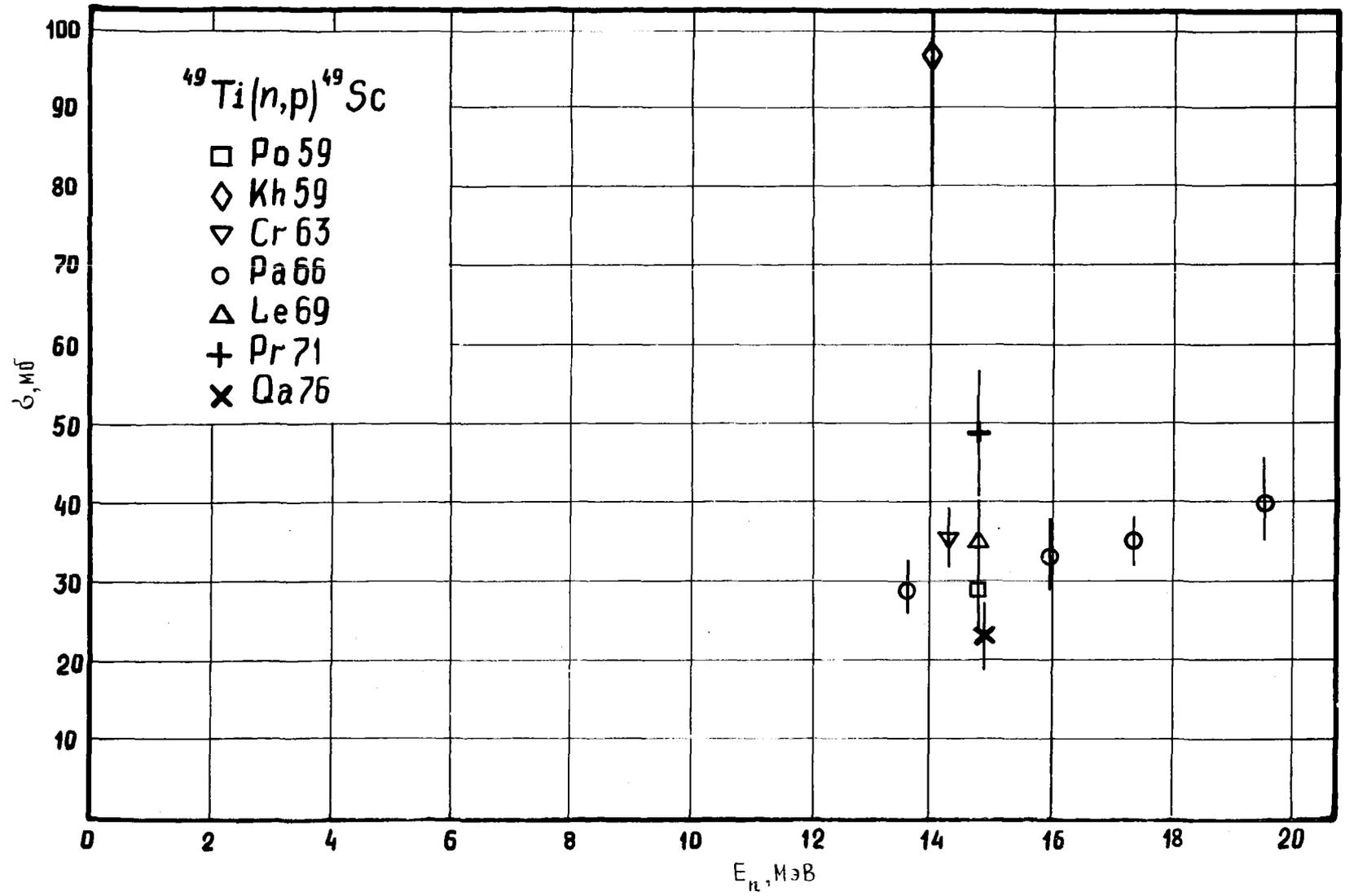


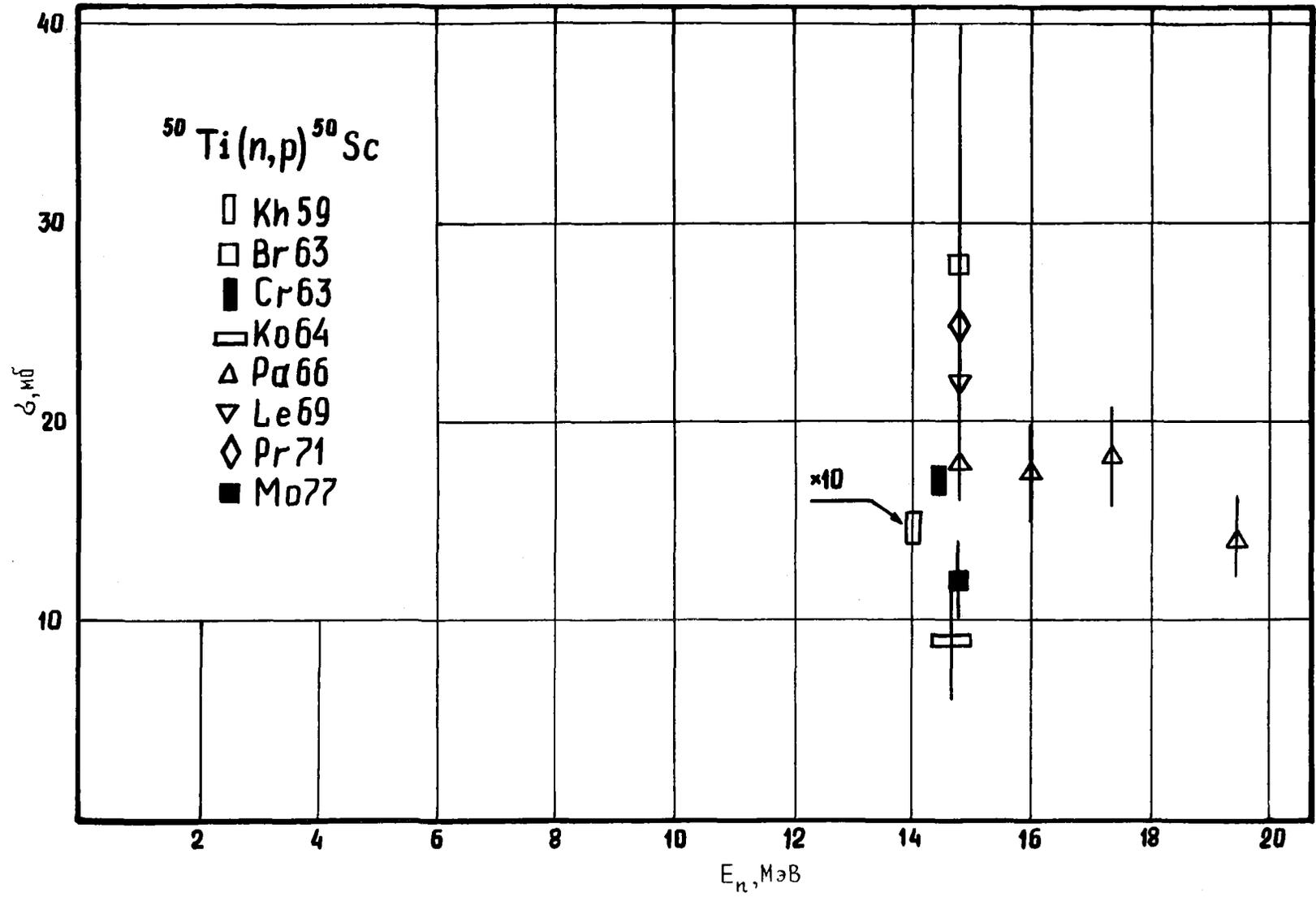


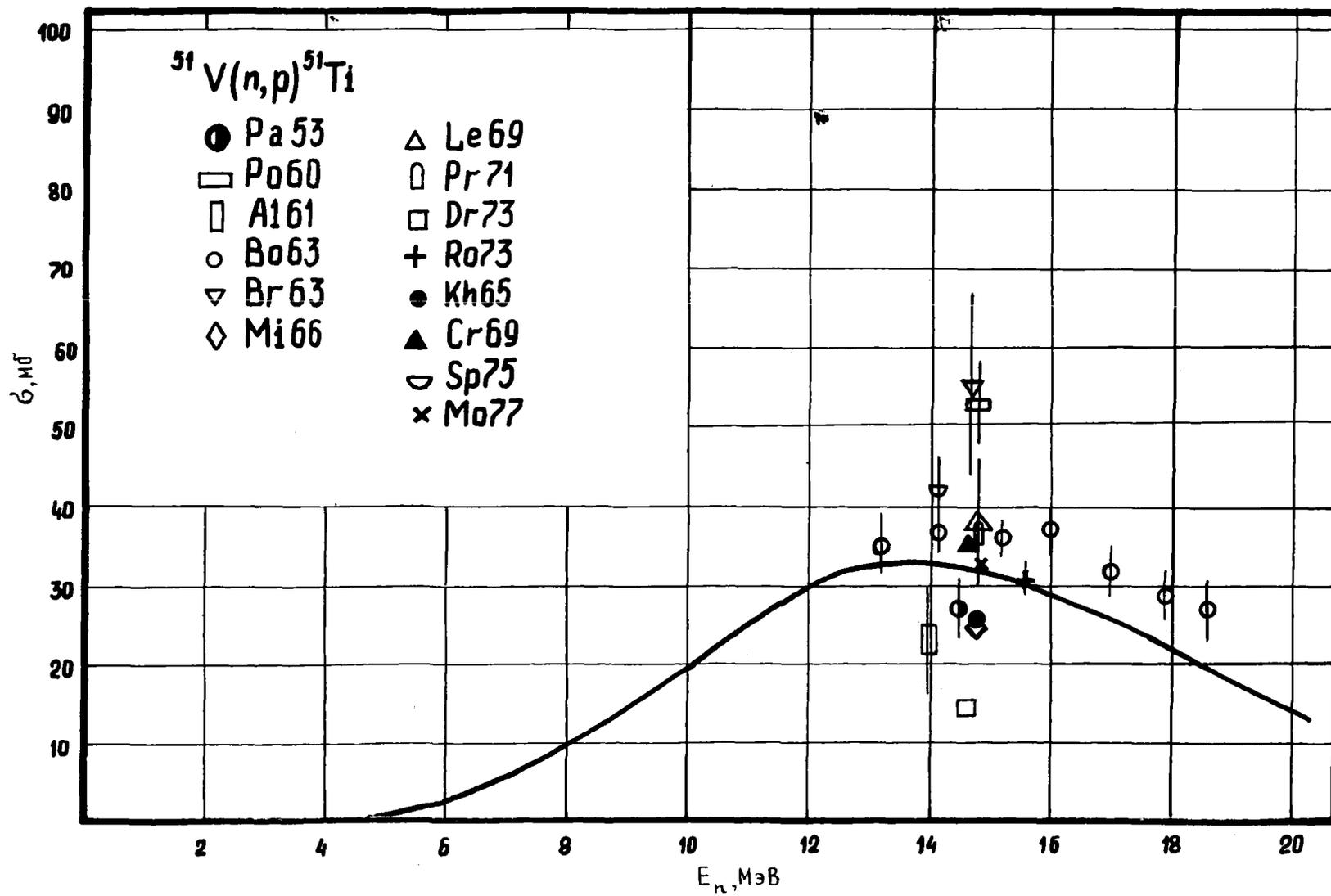


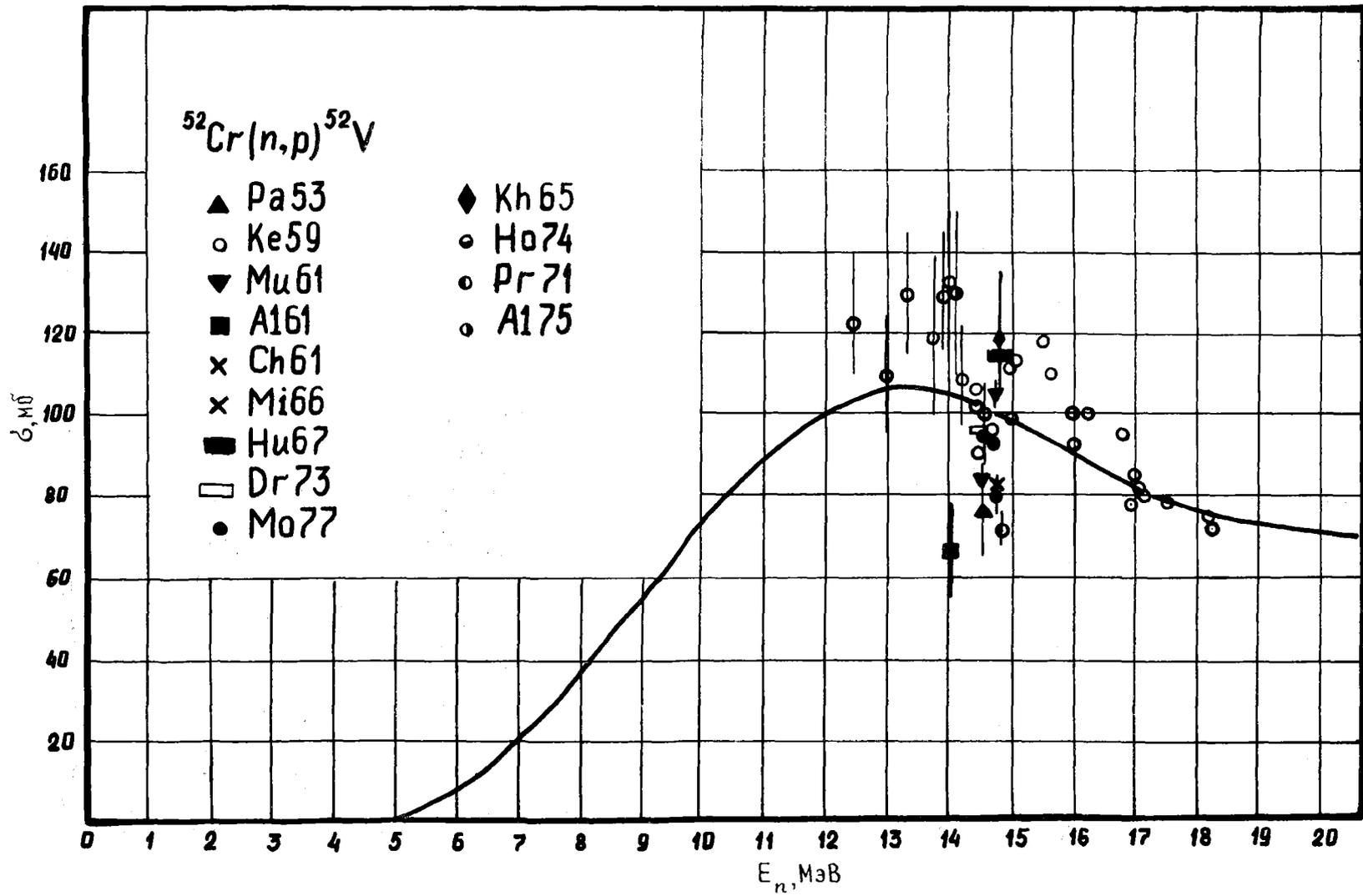


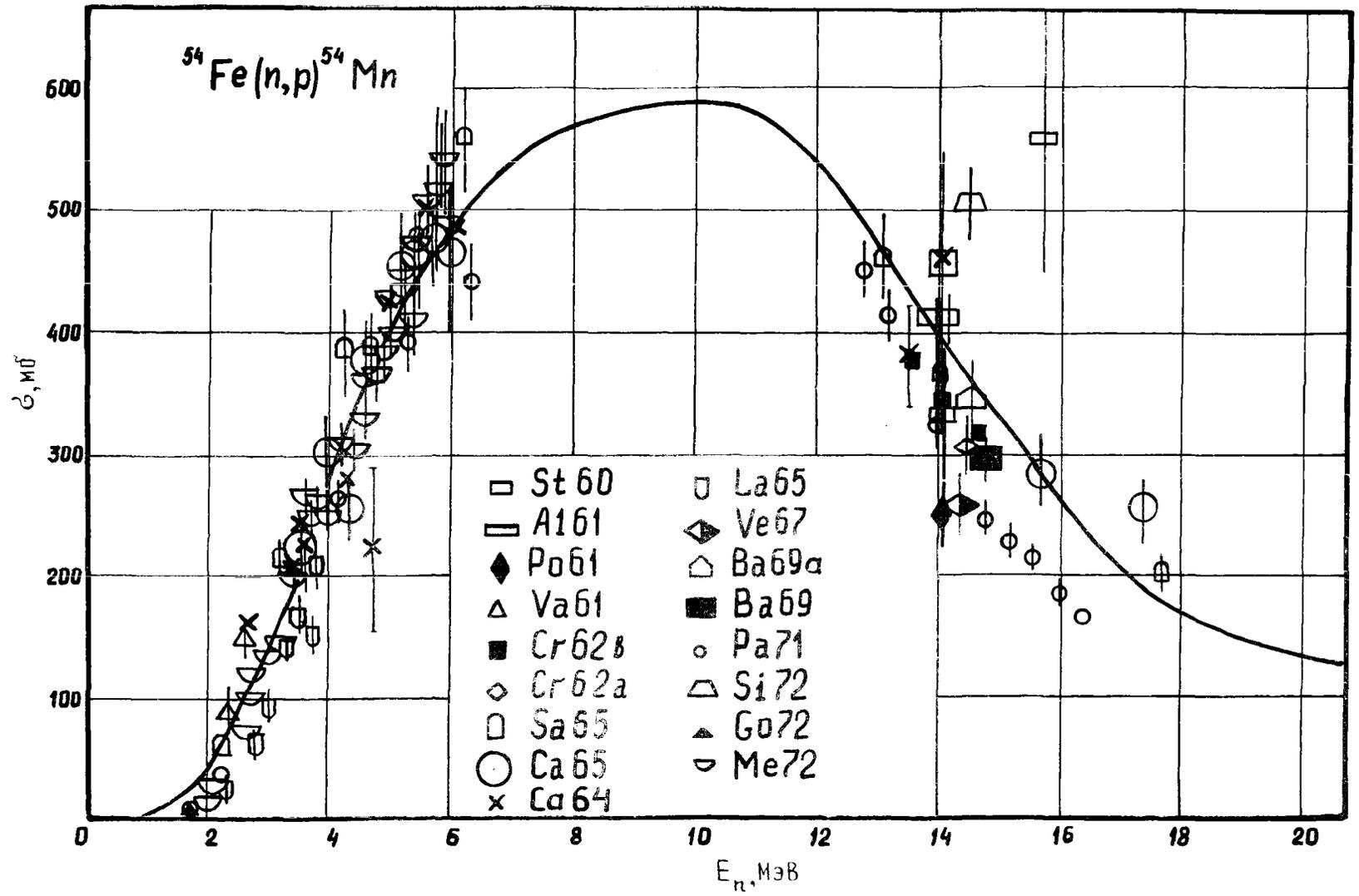


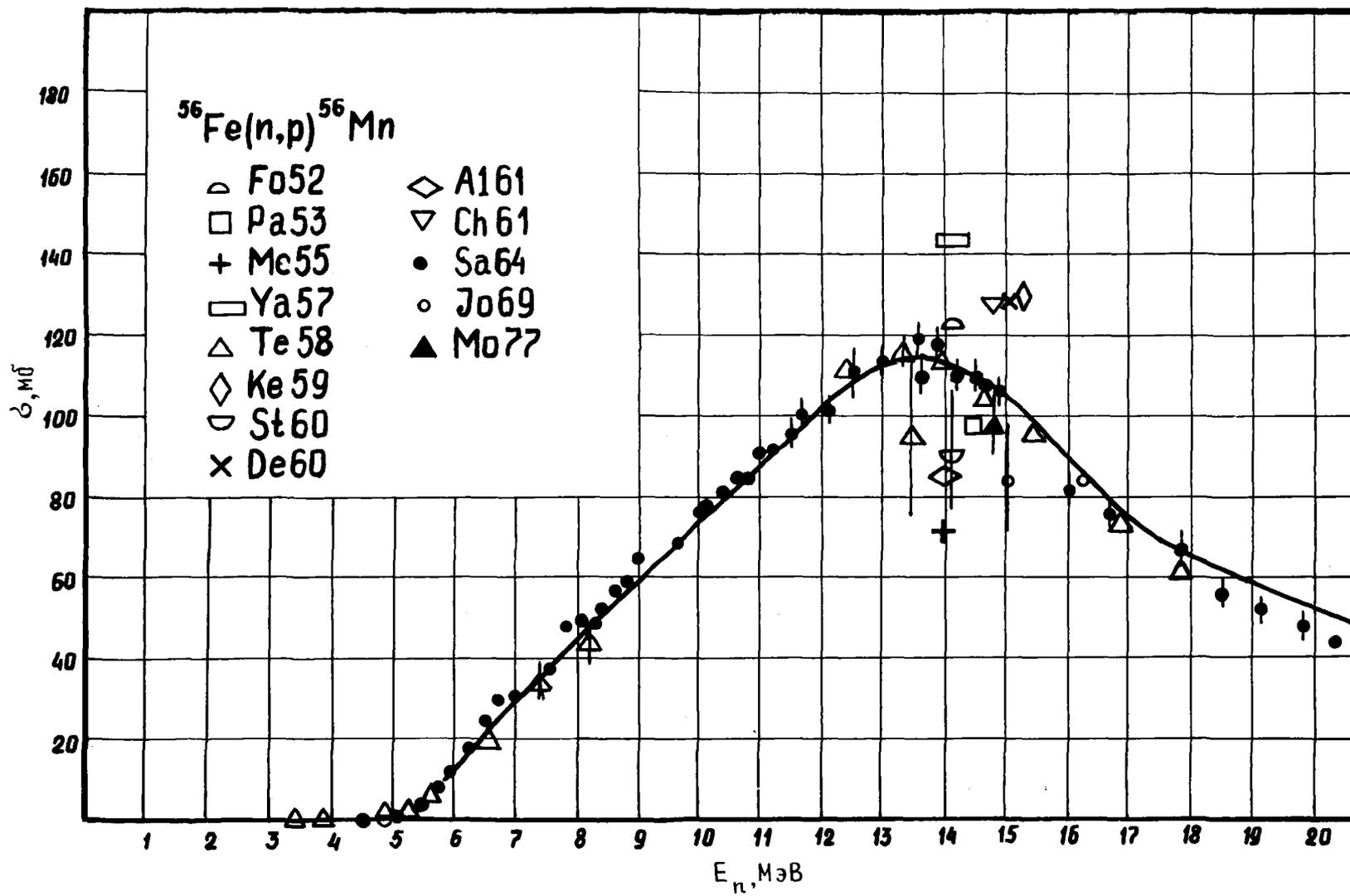


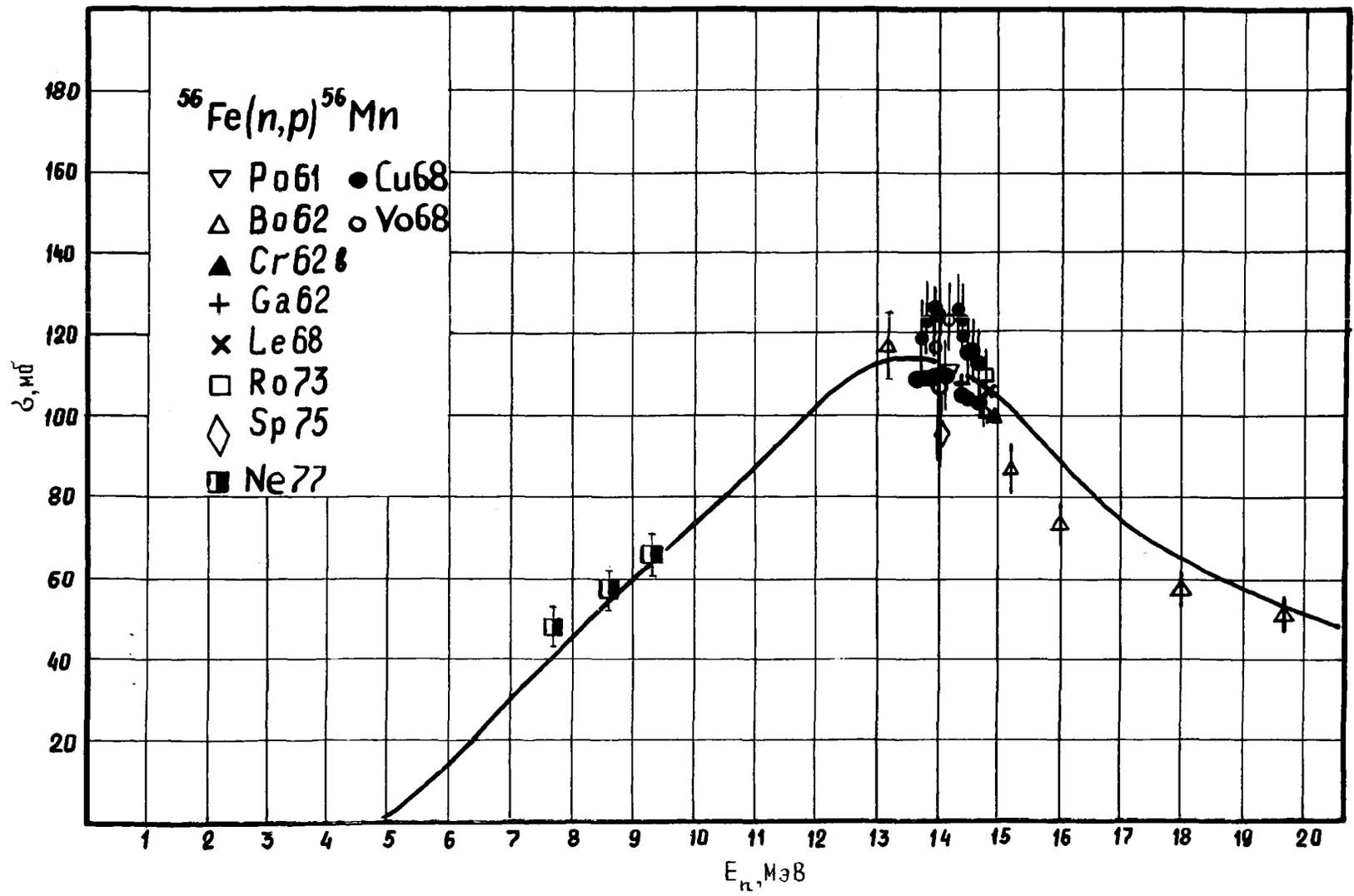


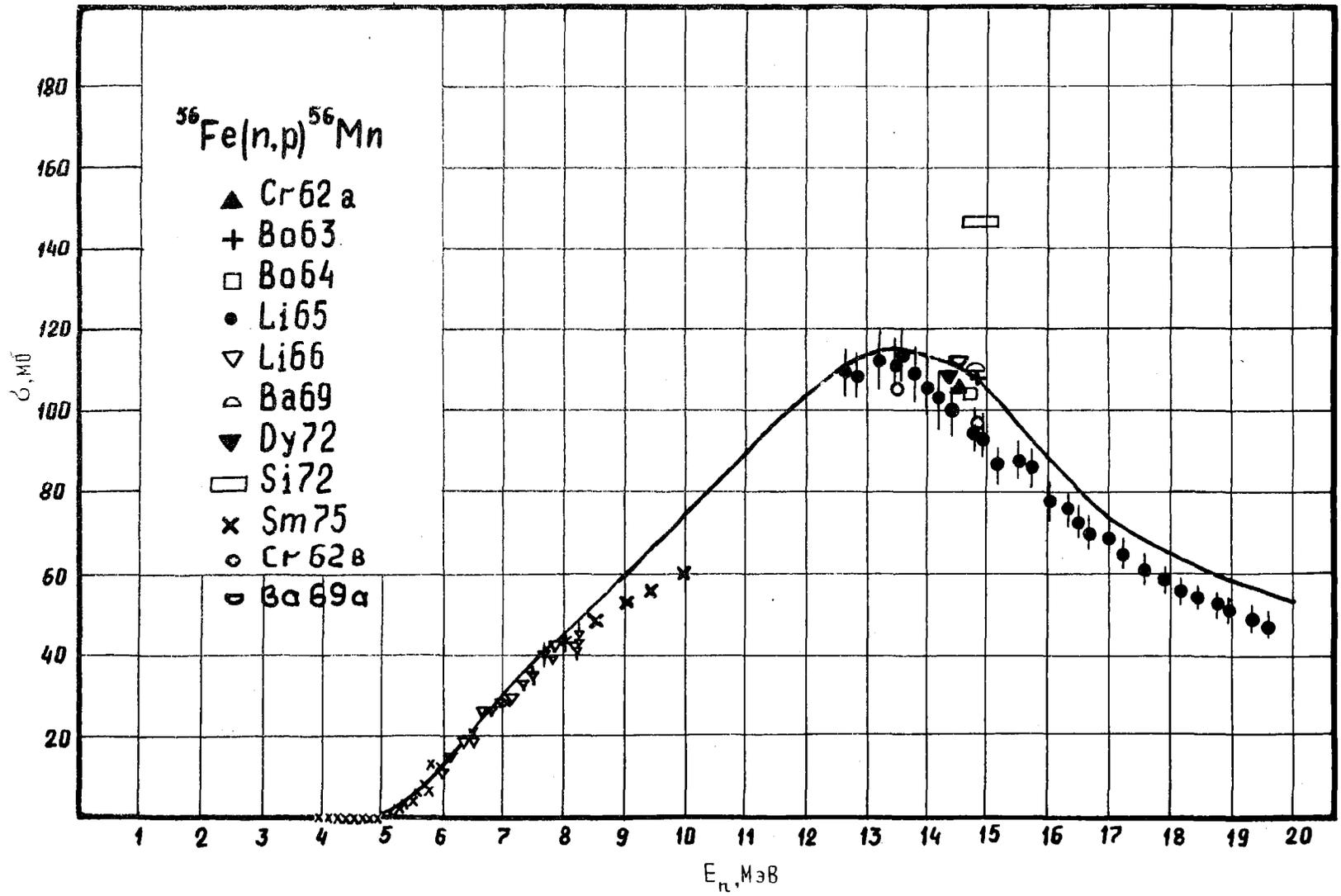


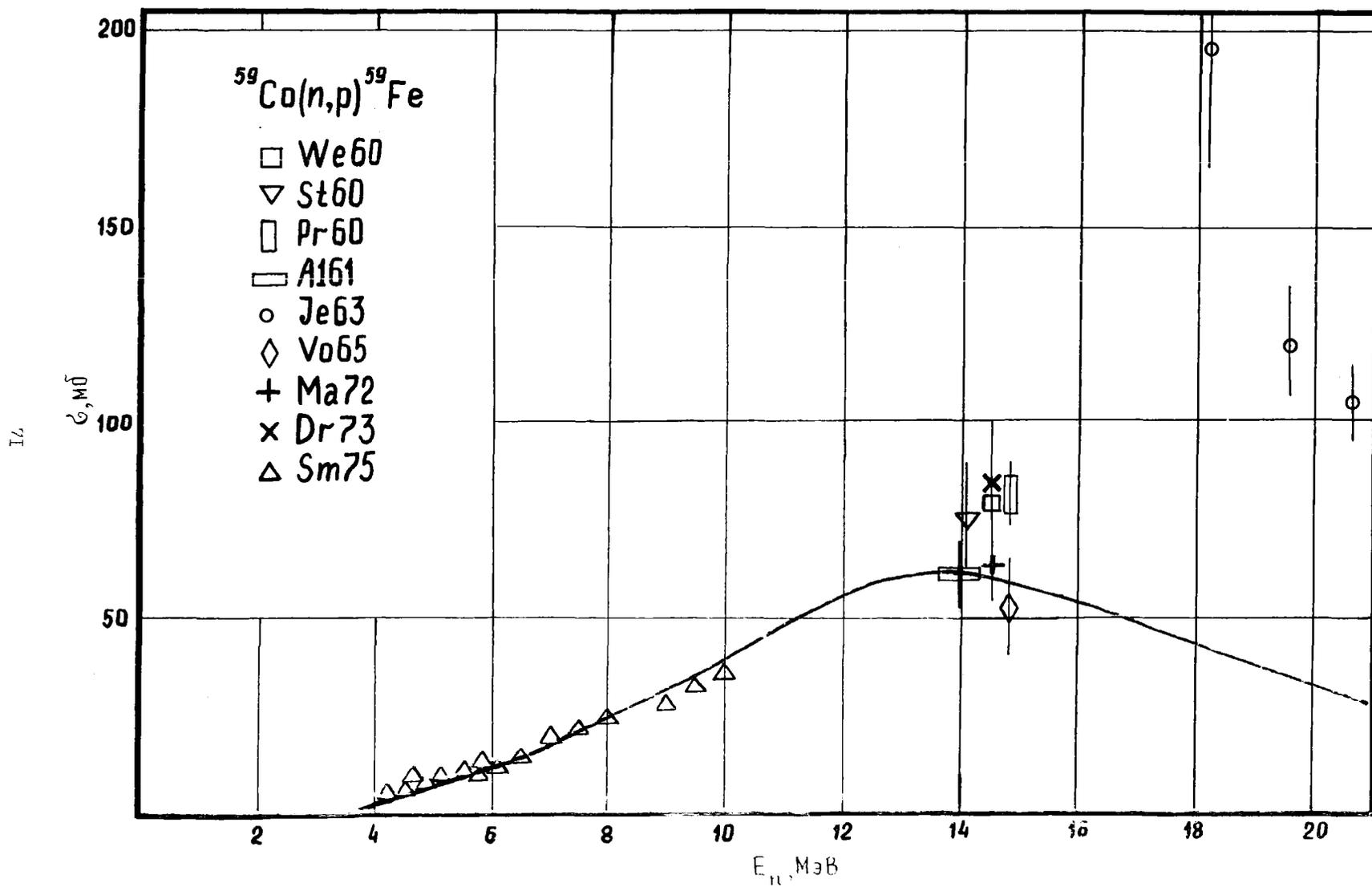


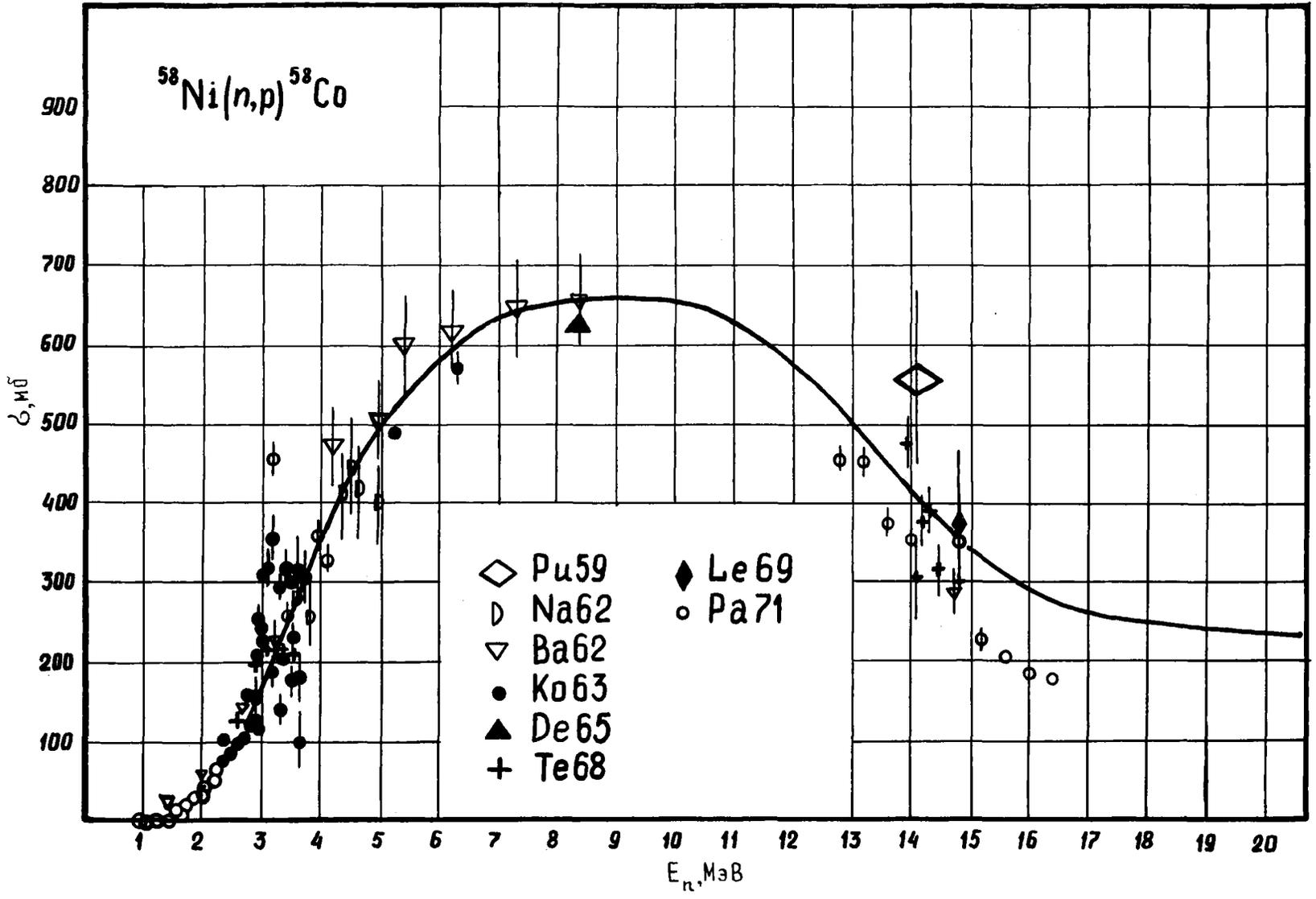


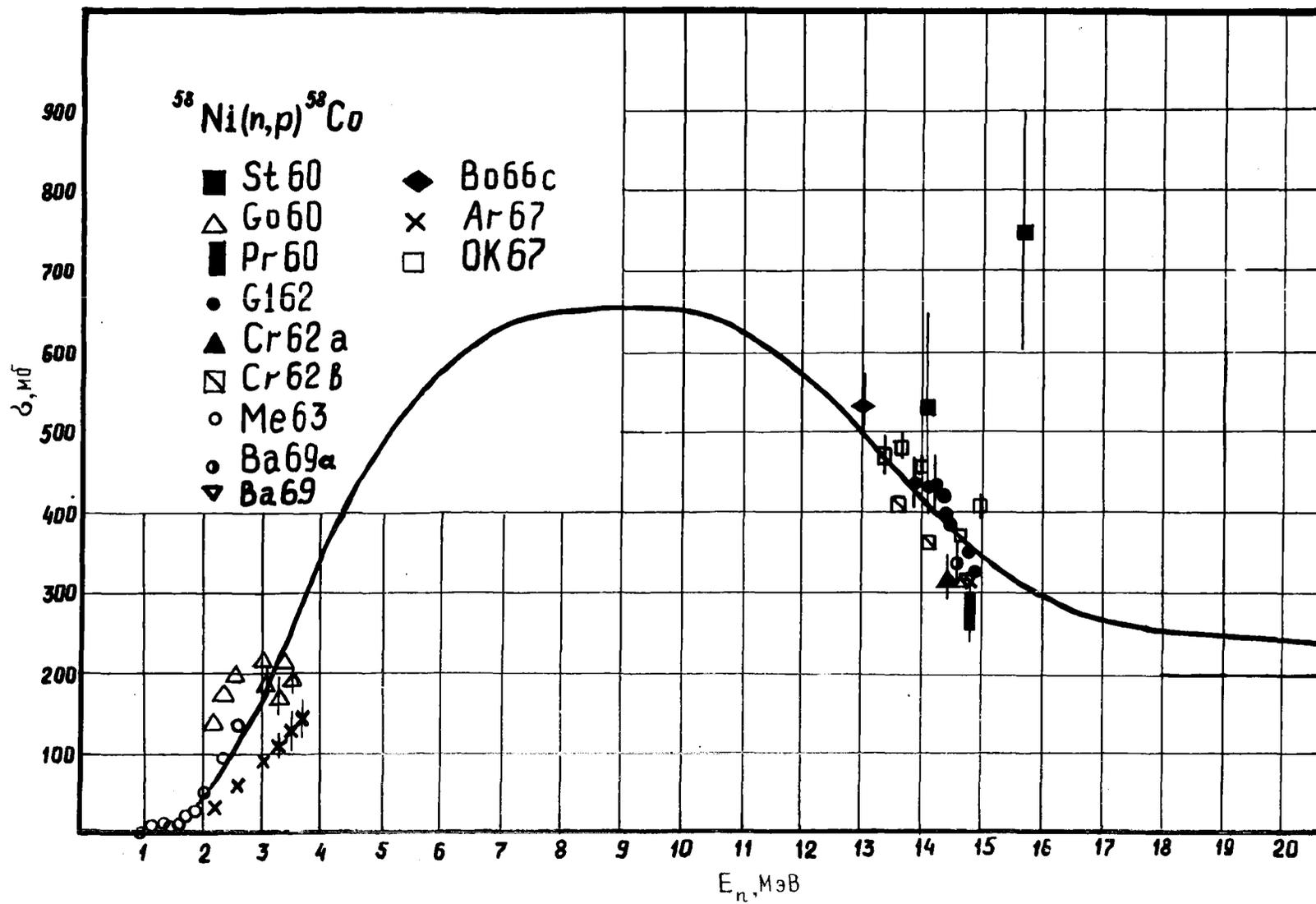




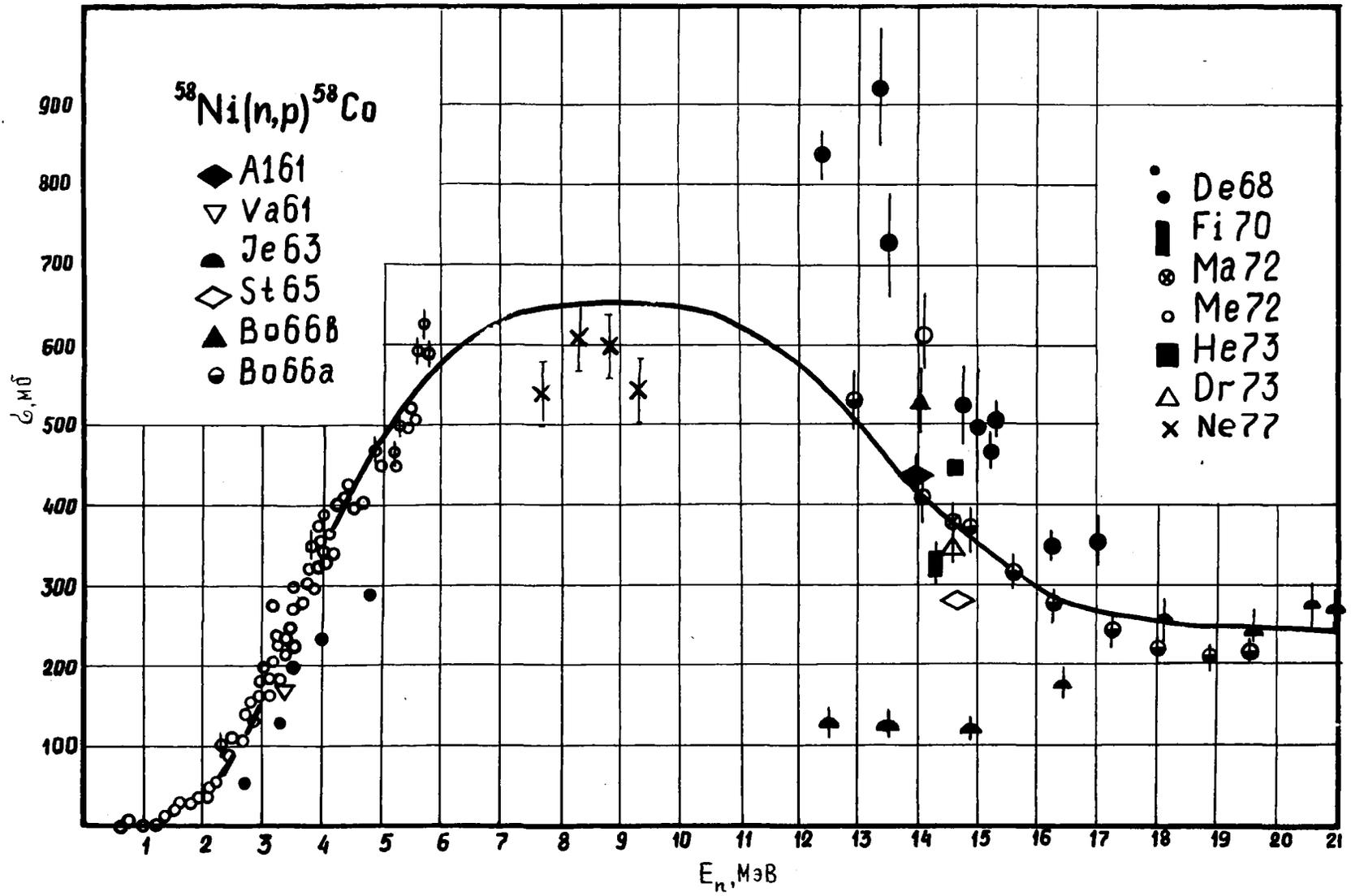


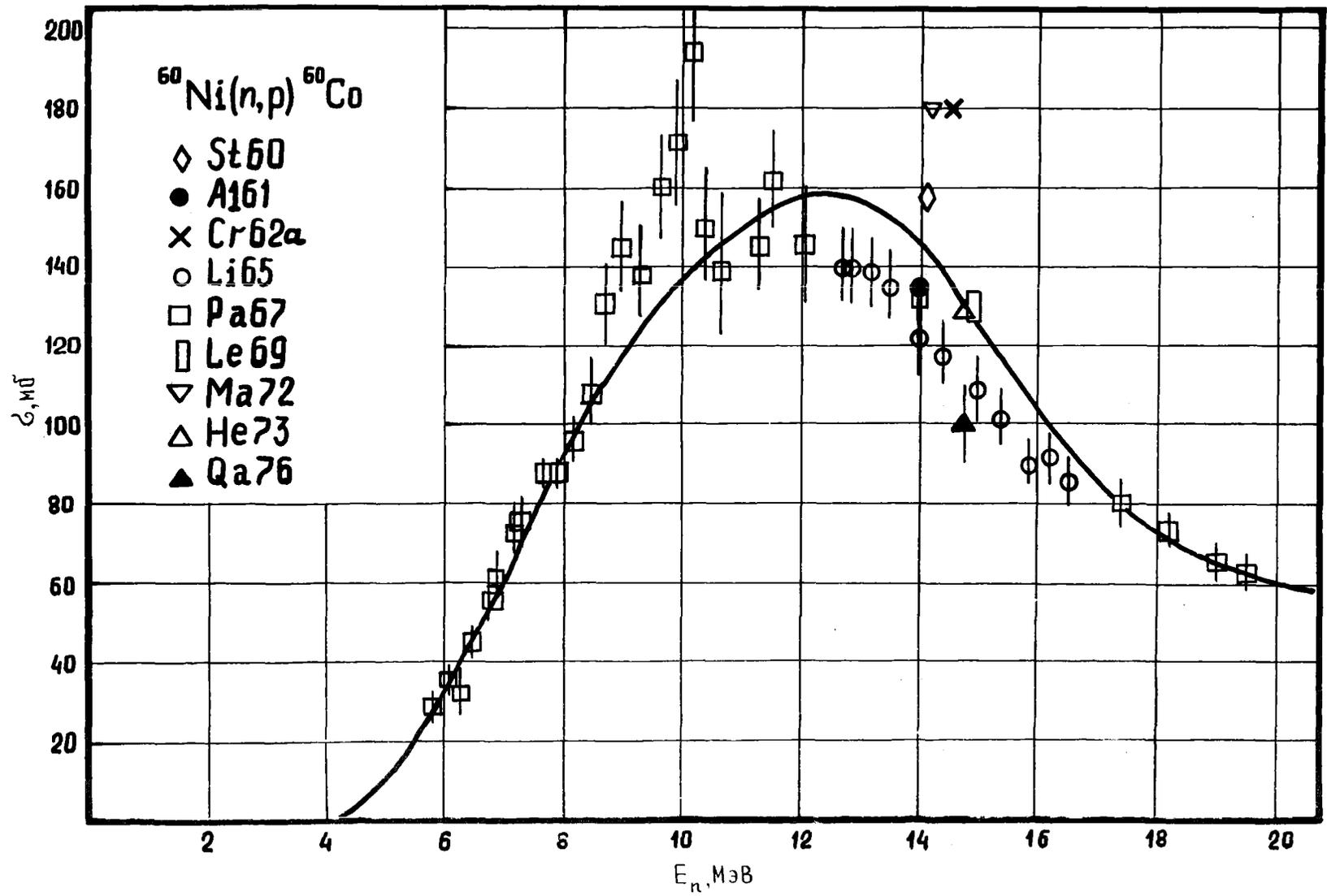


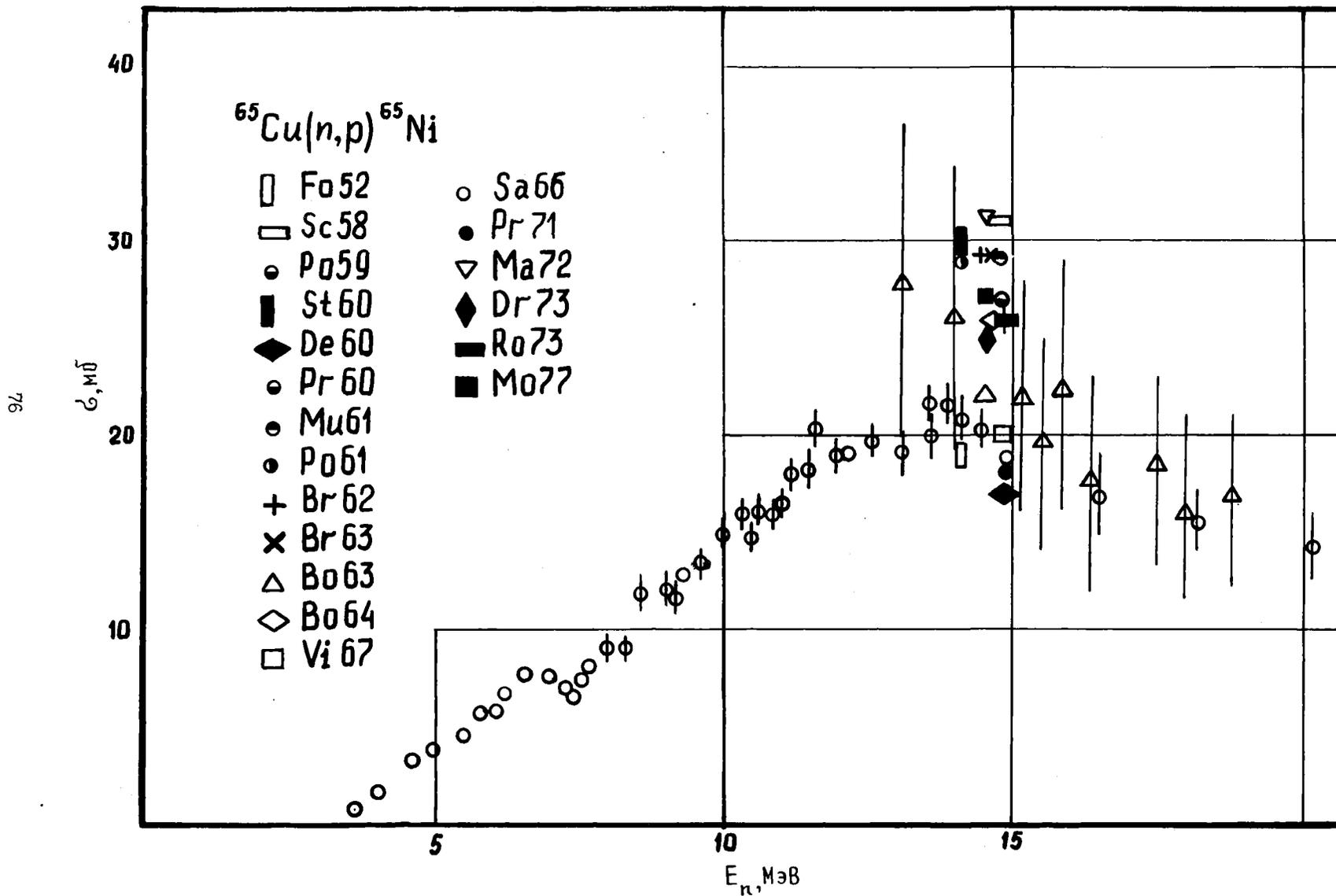




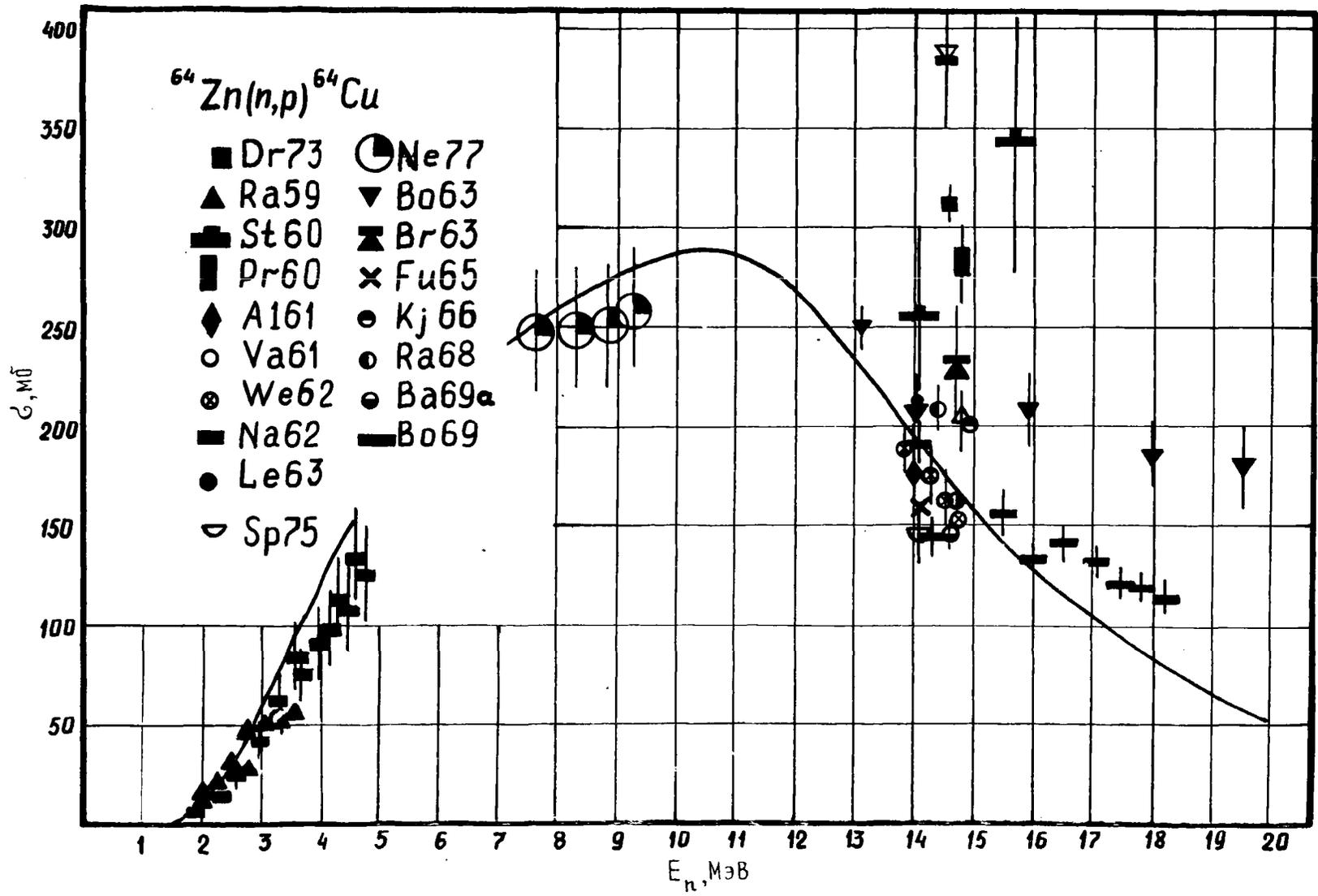
74

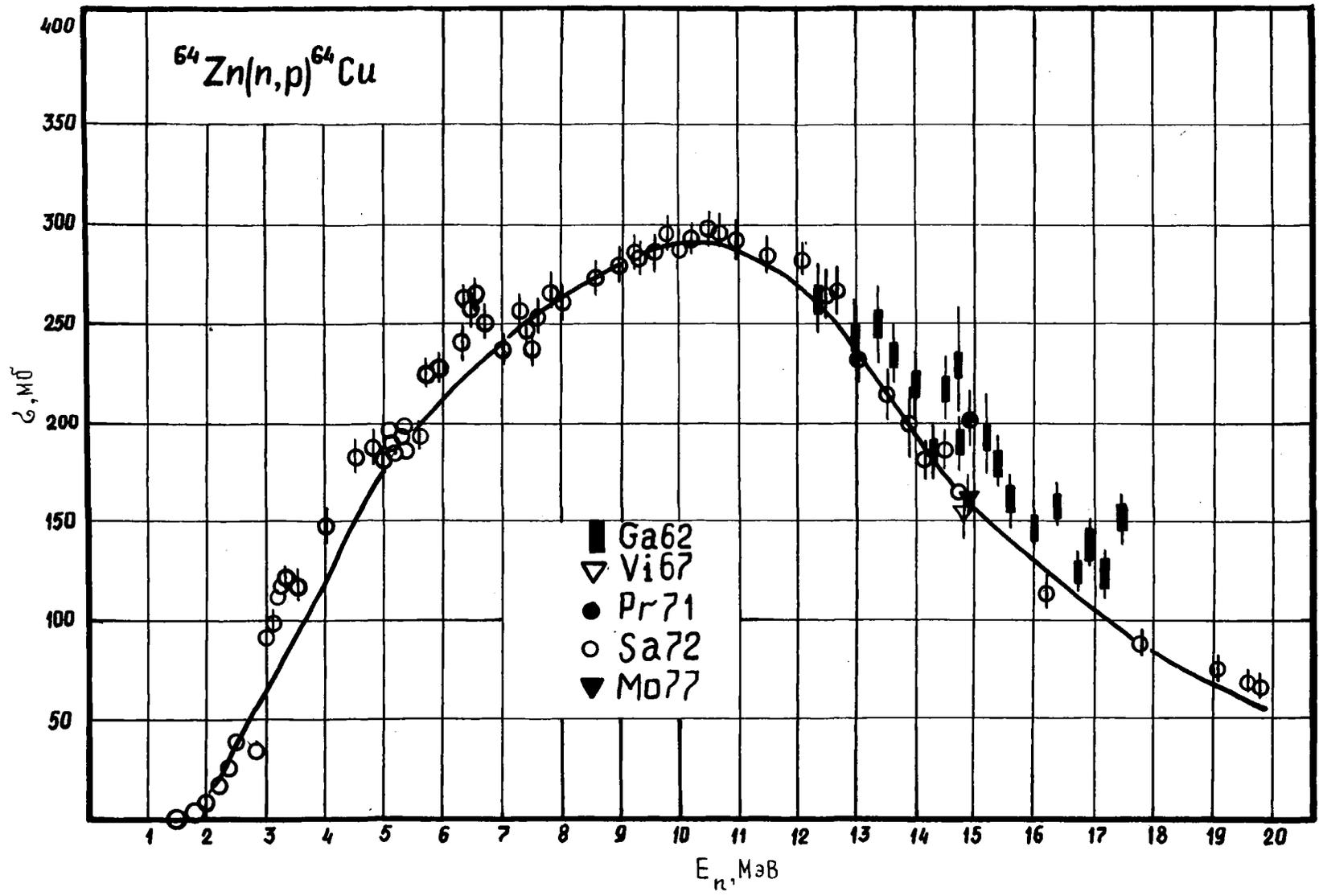




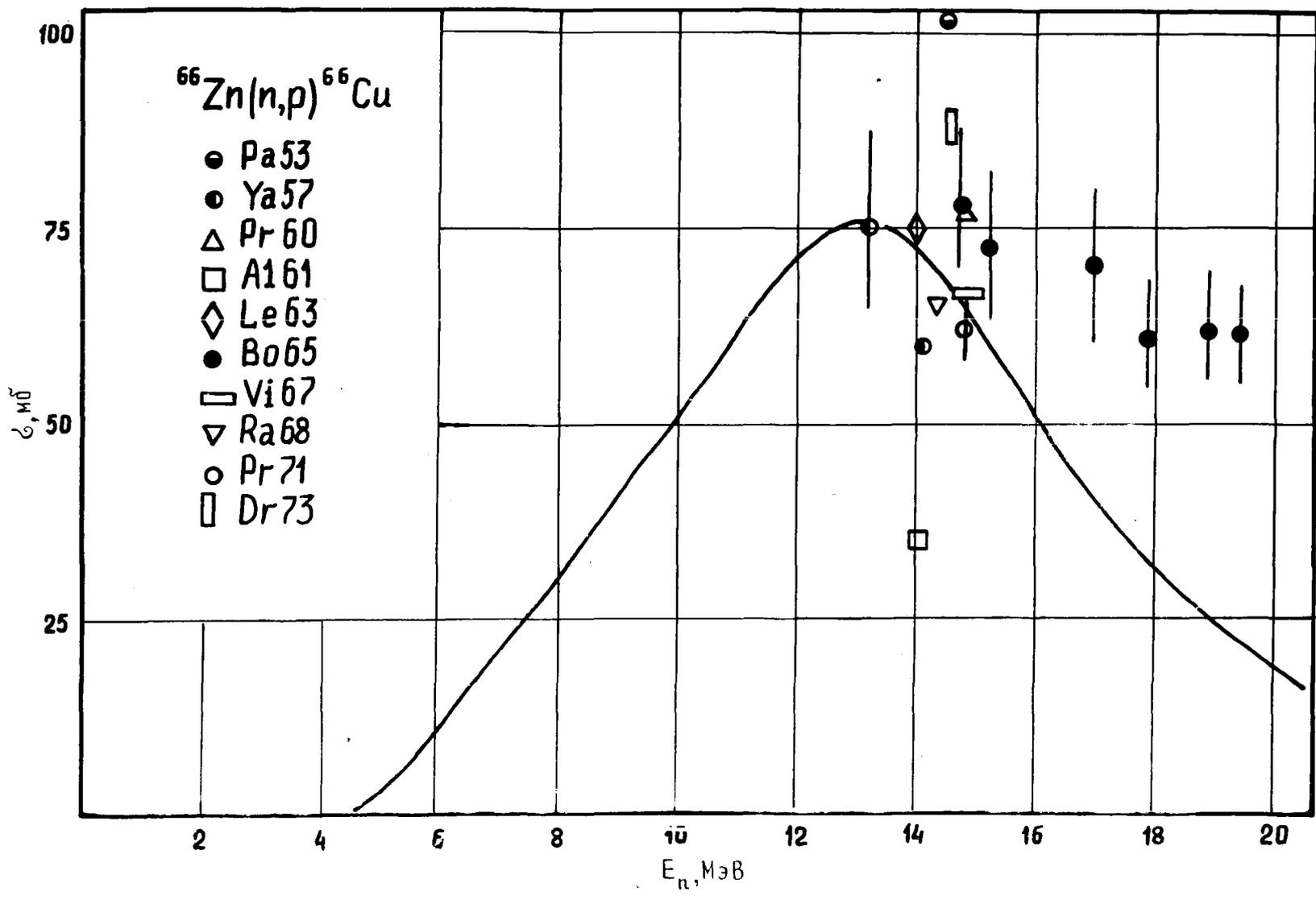


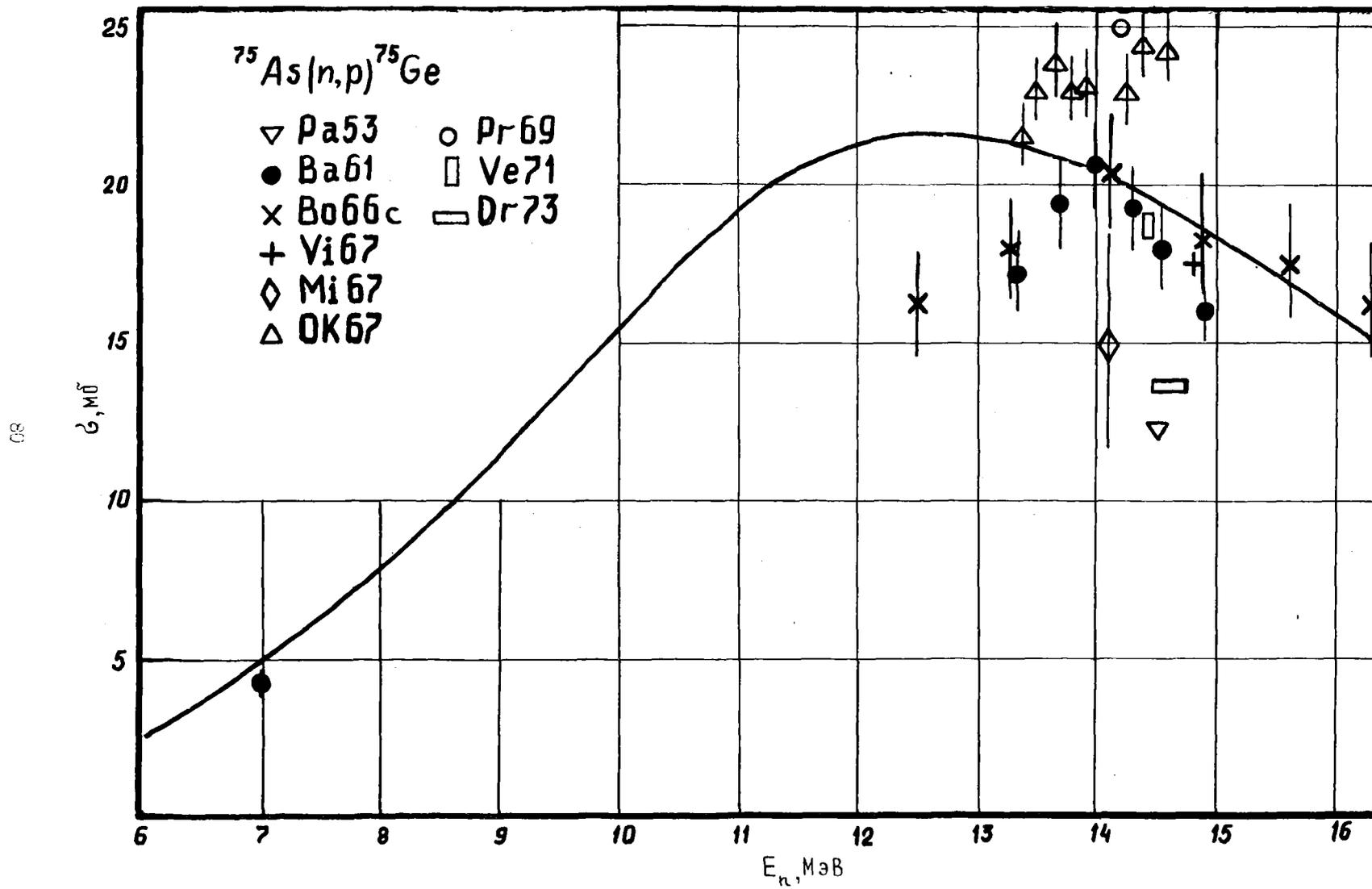
77

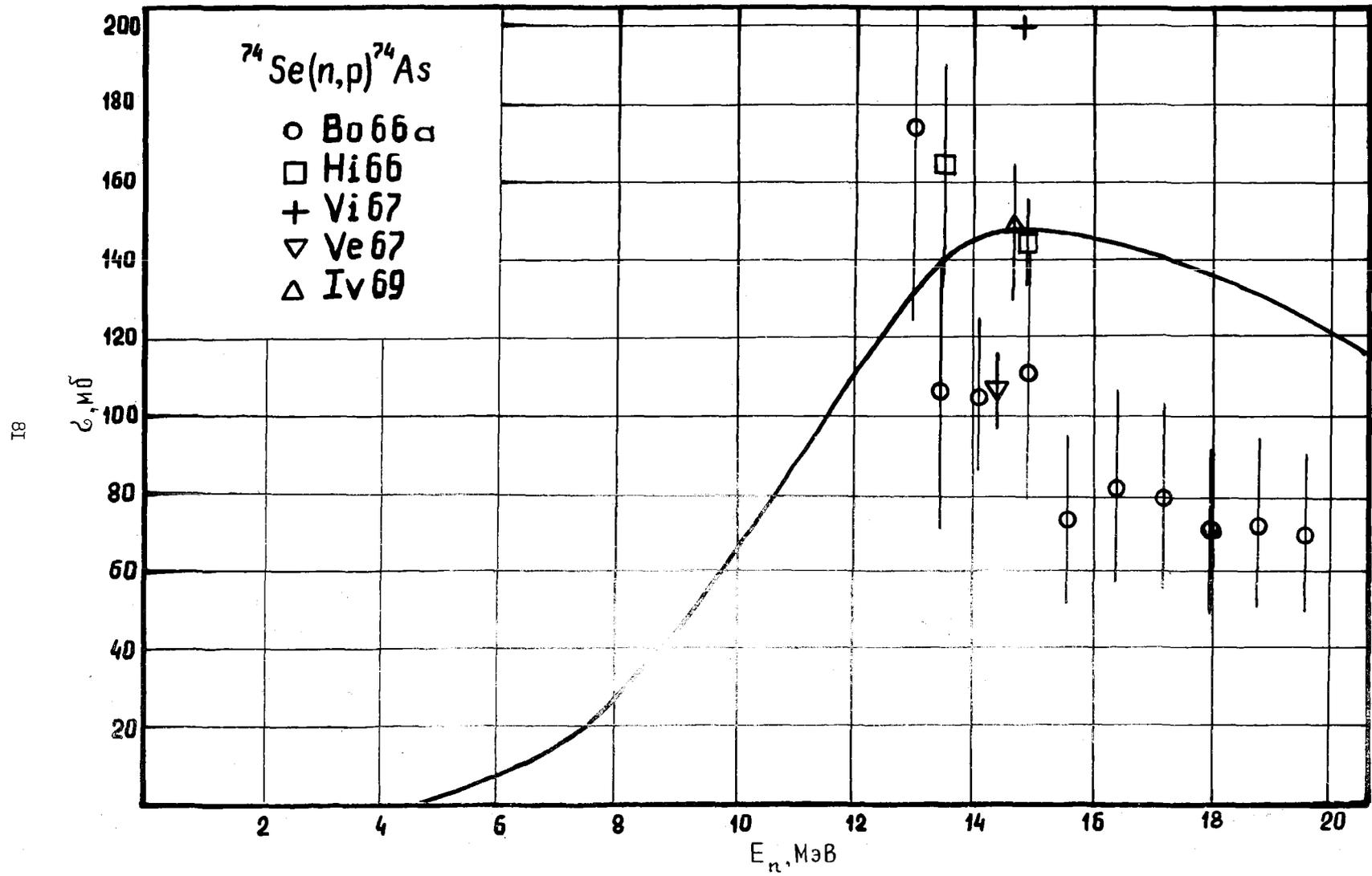


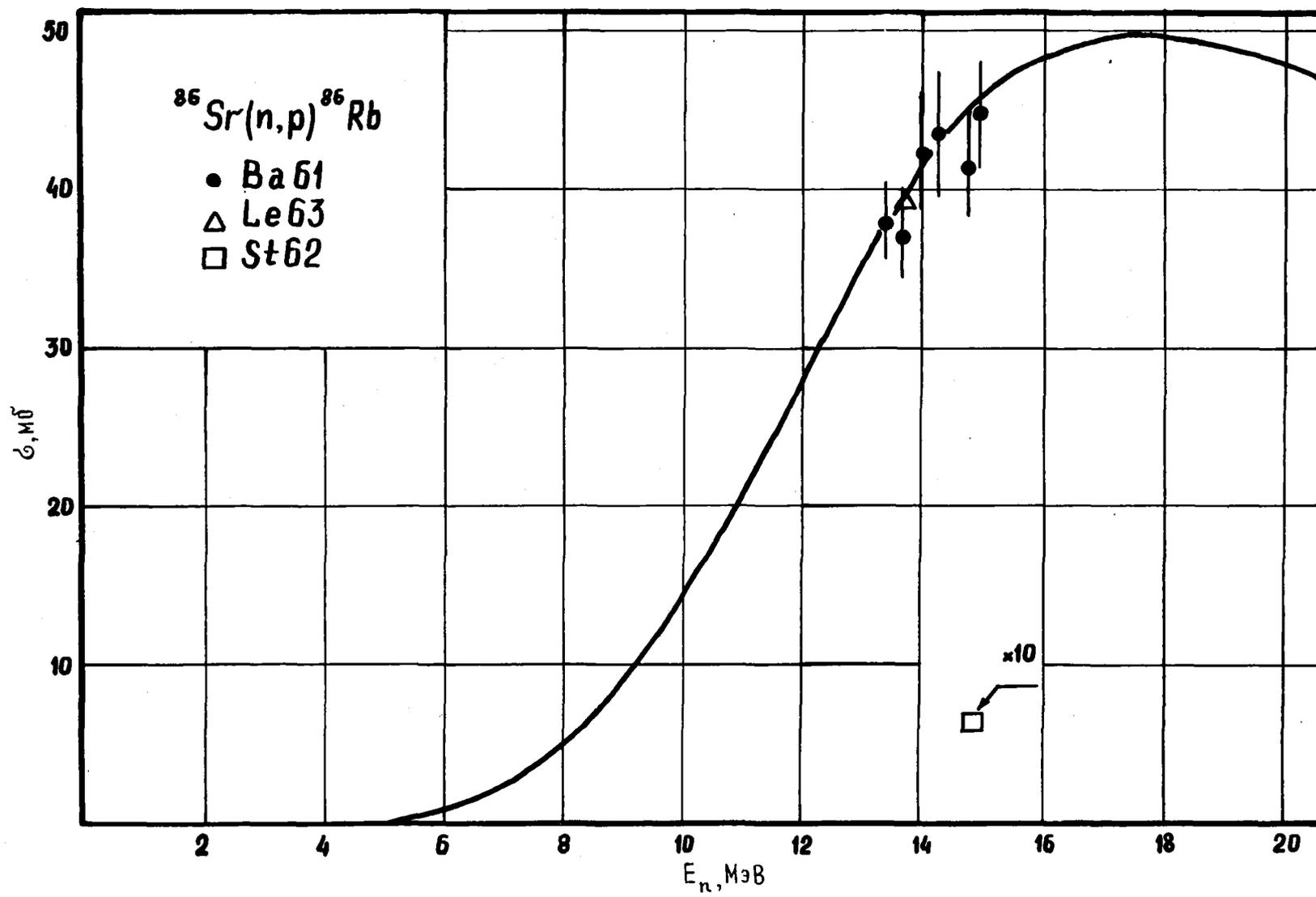


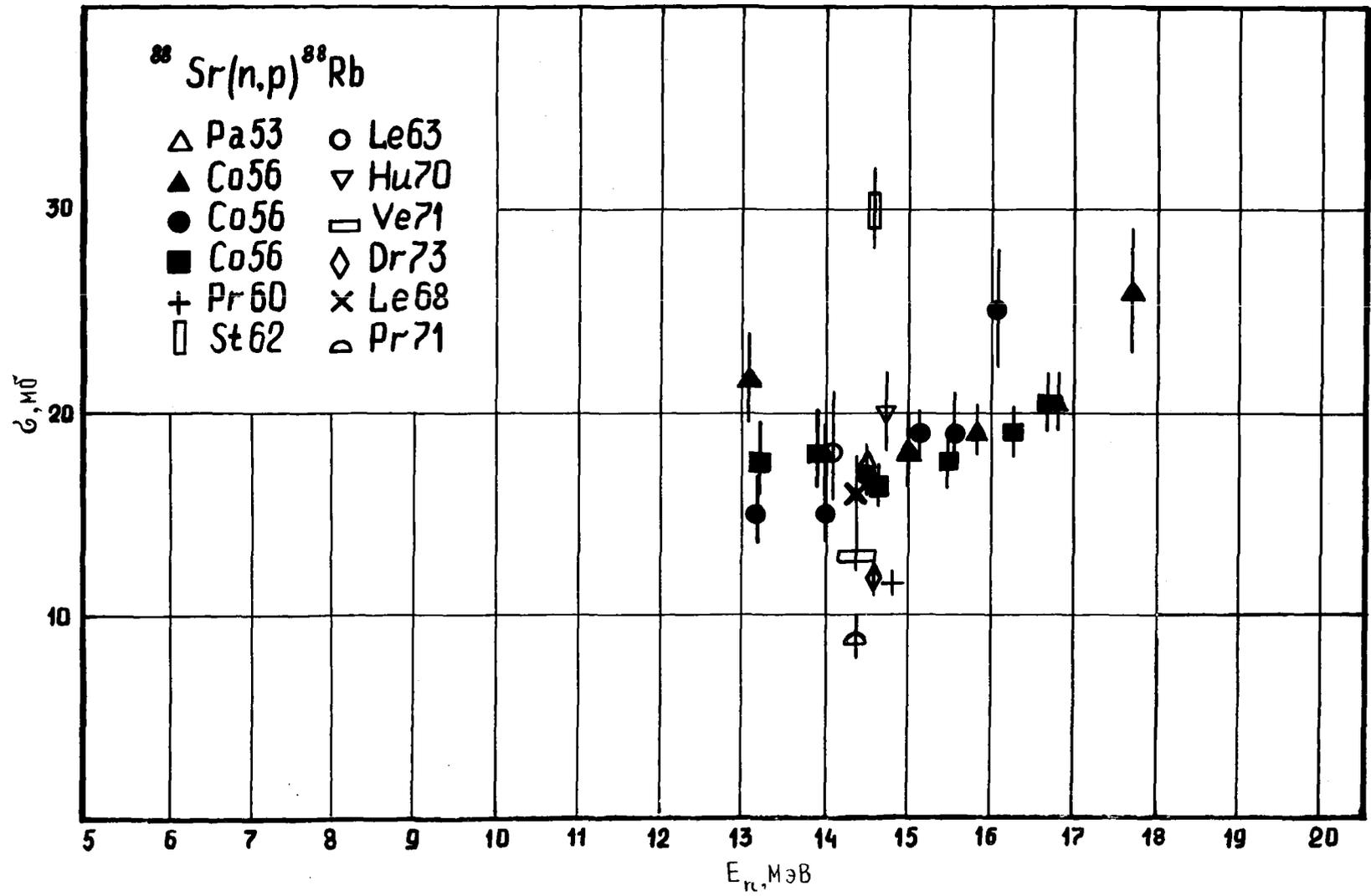
79

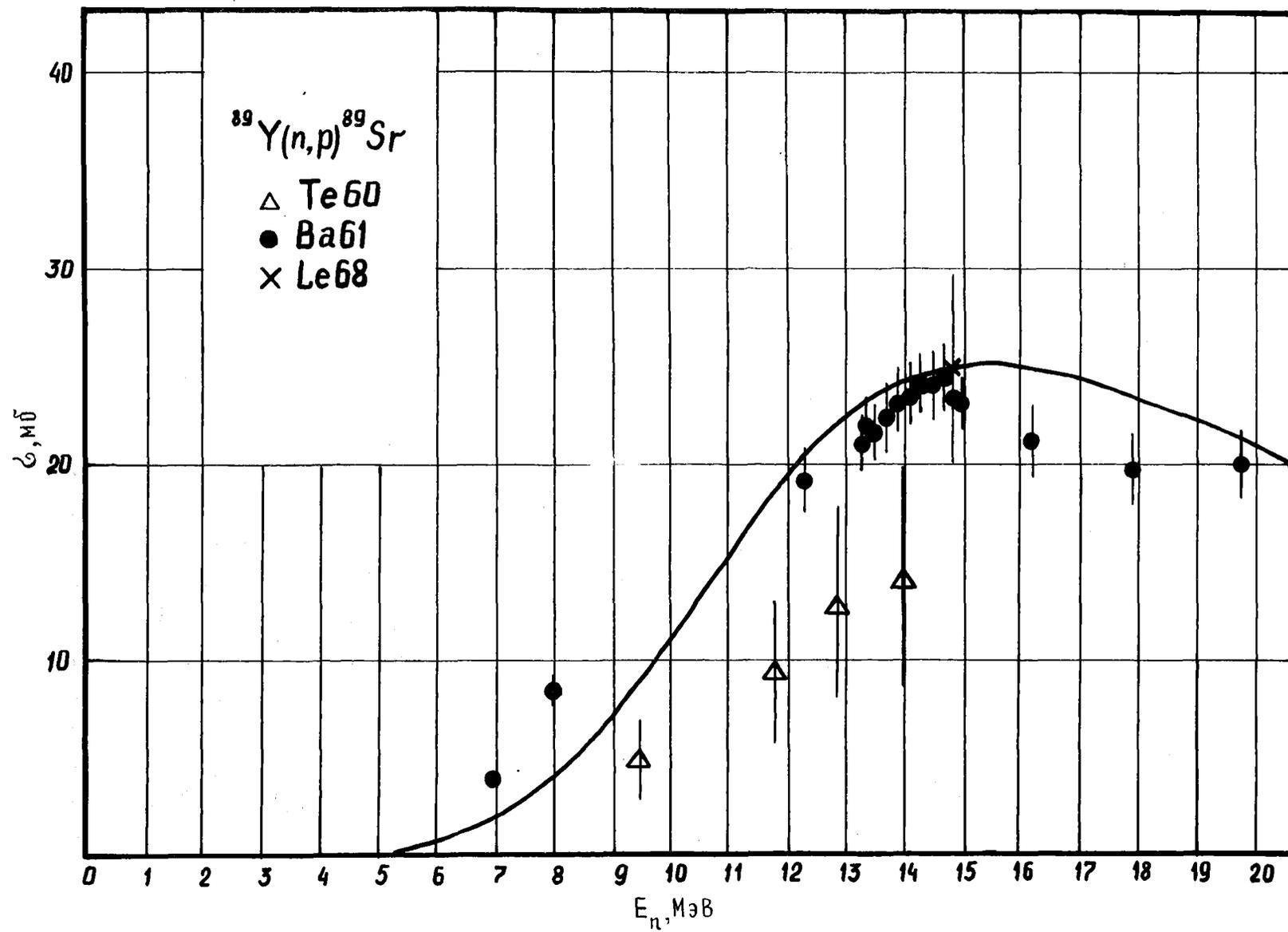


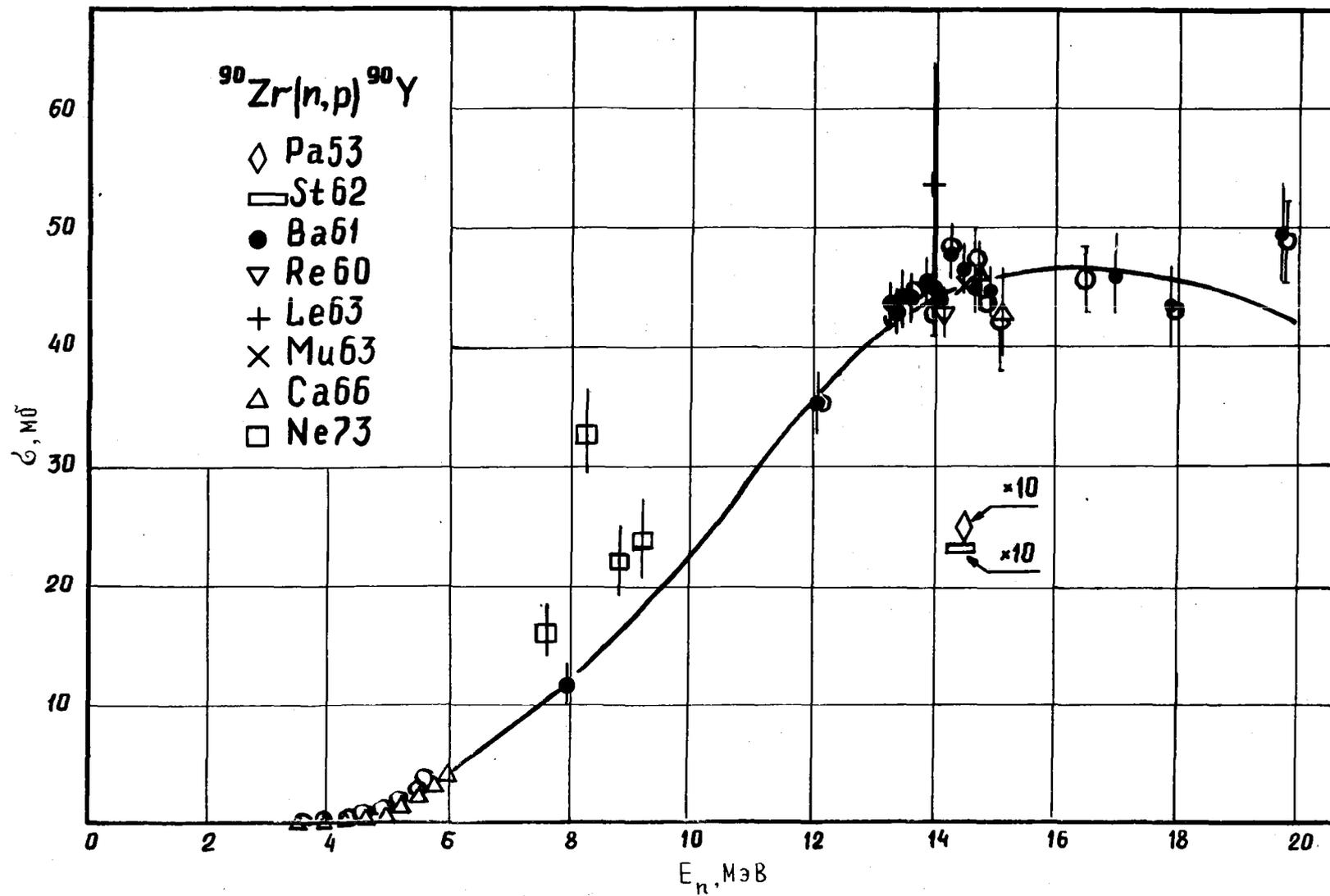


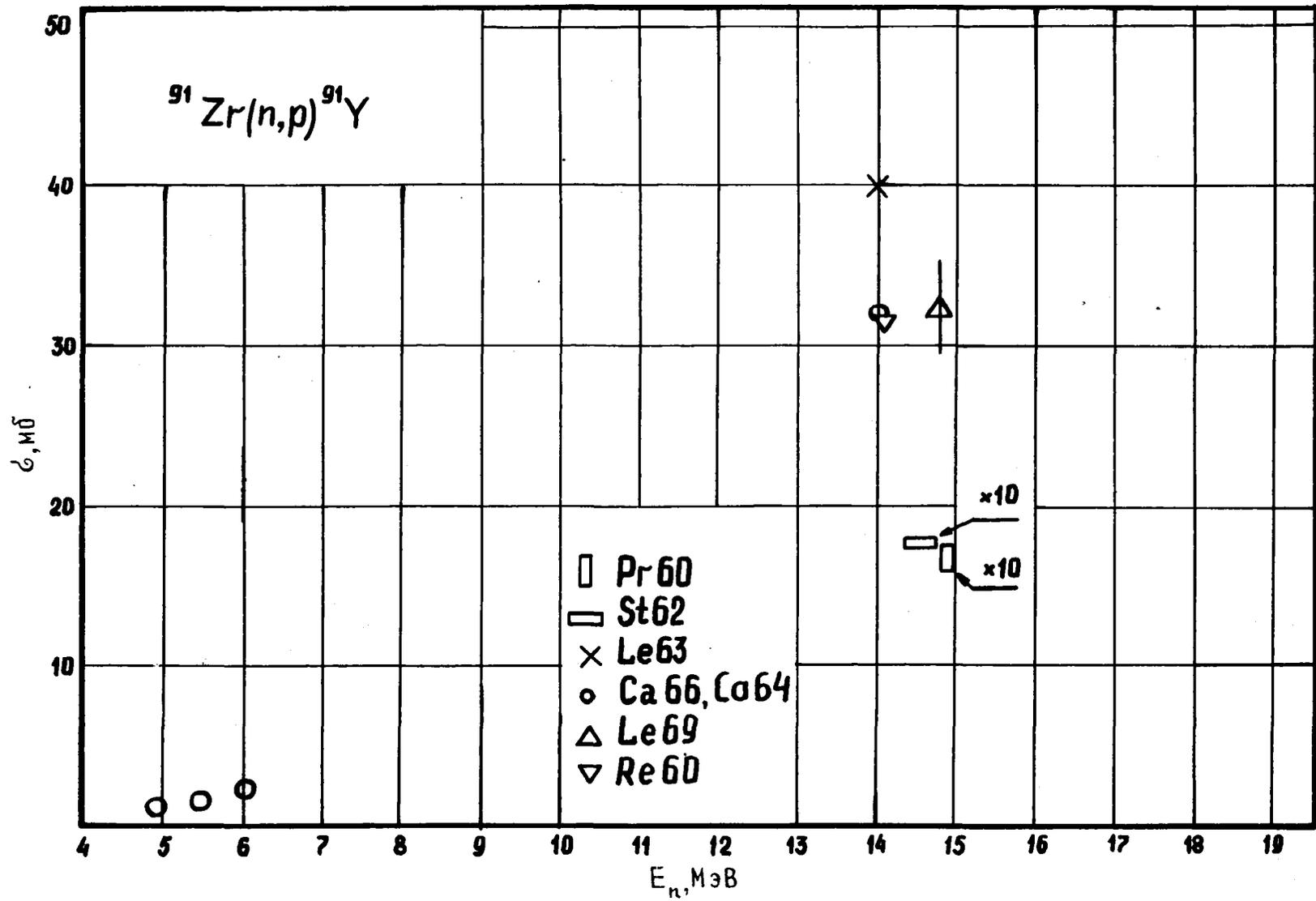


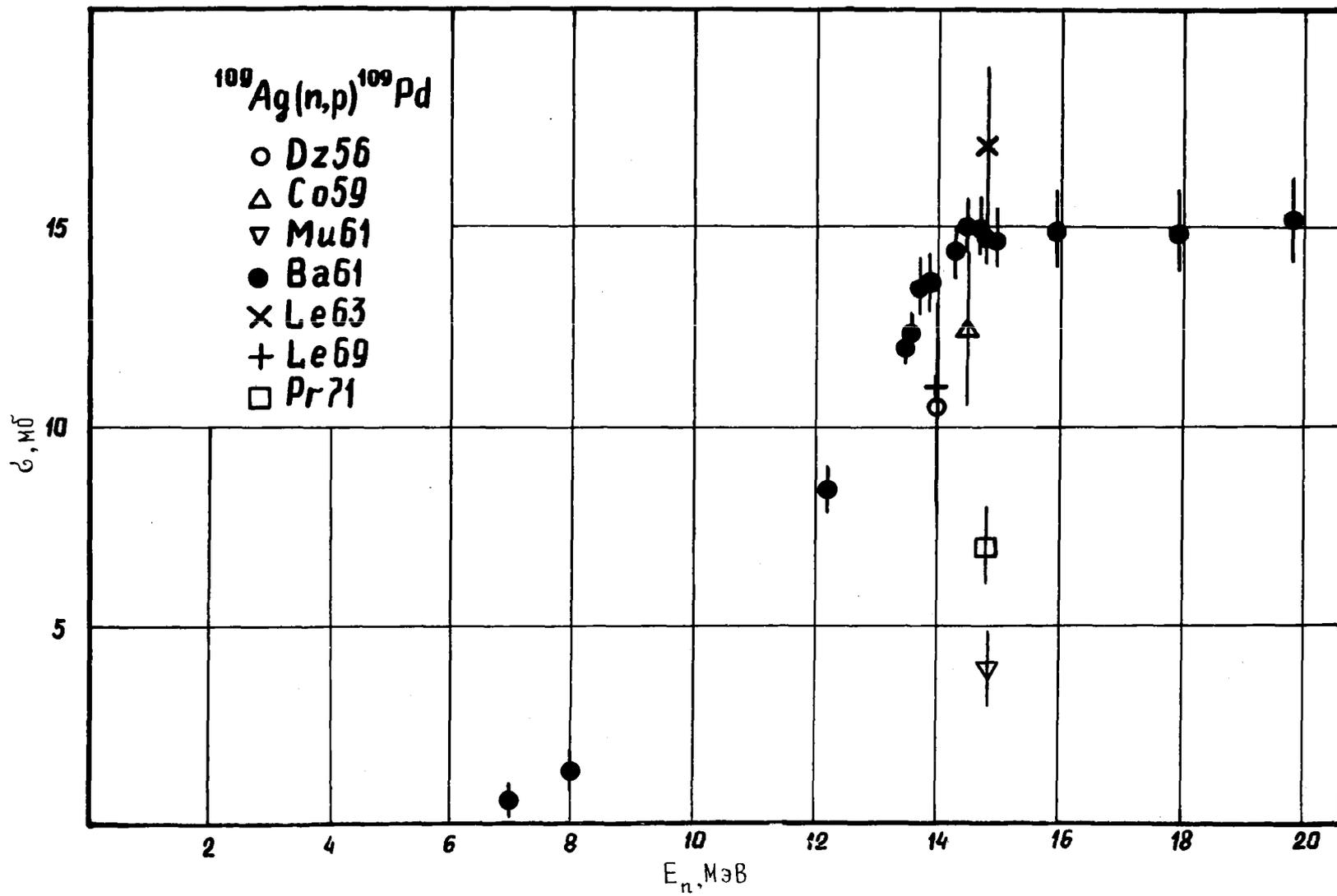


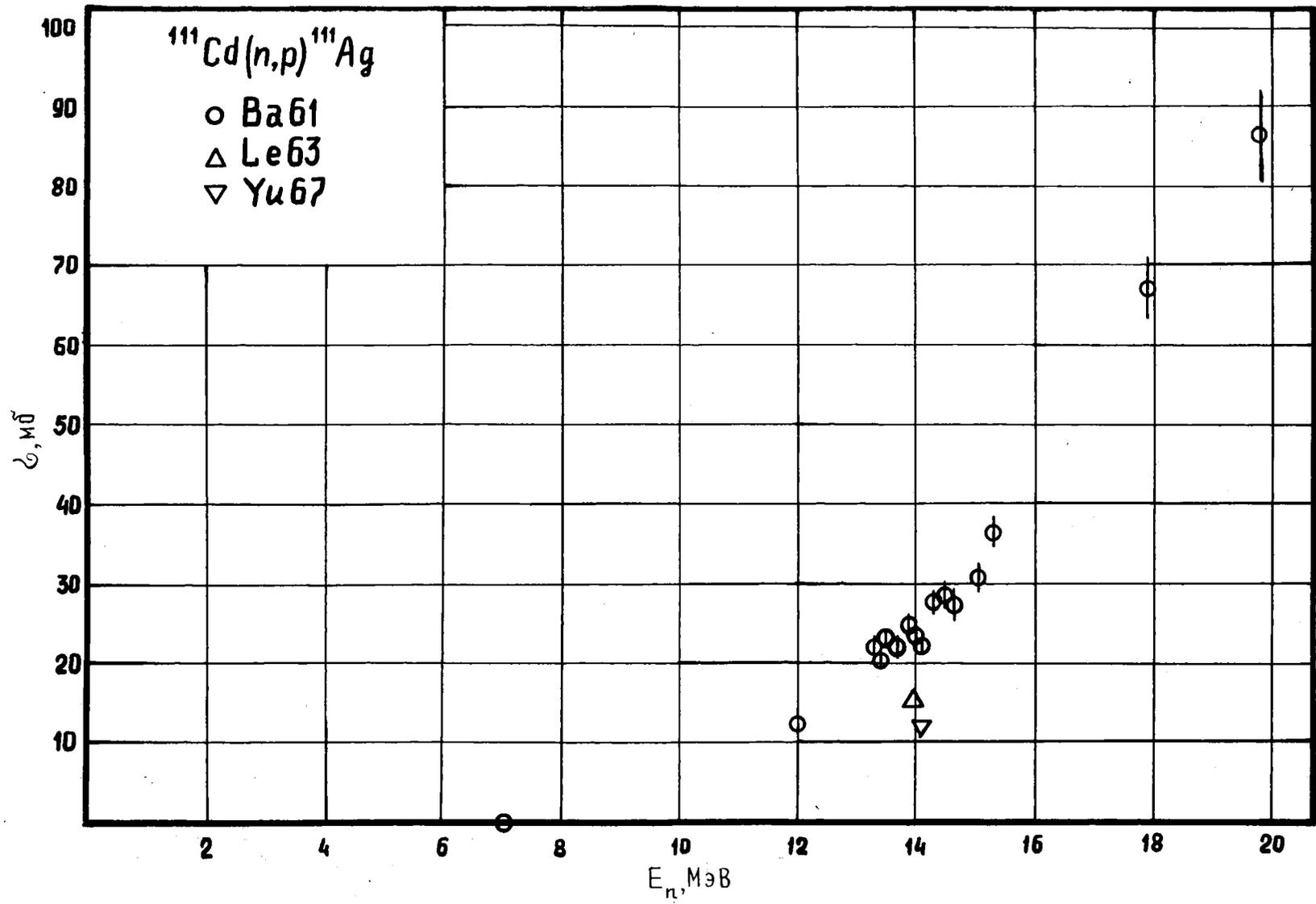


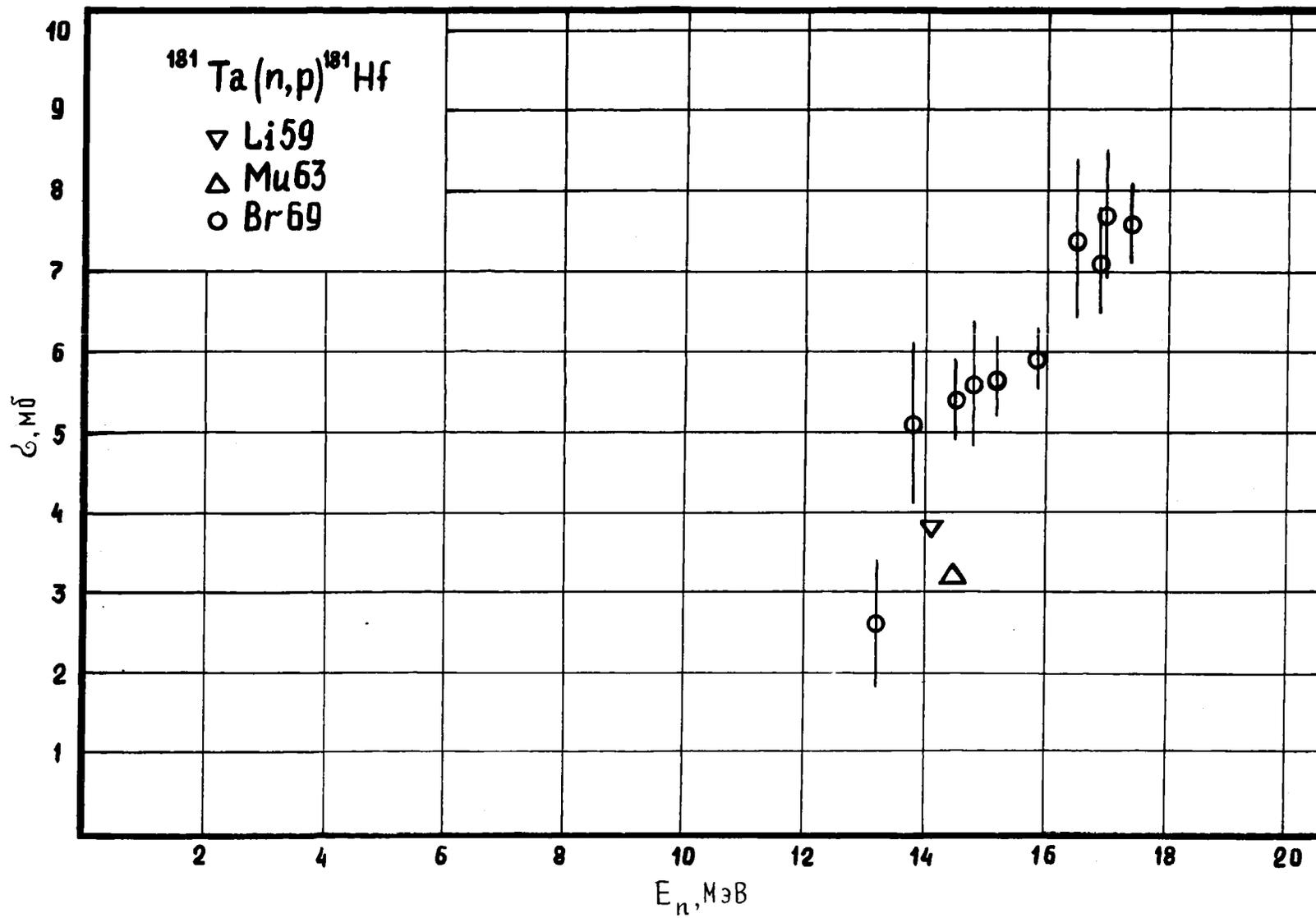


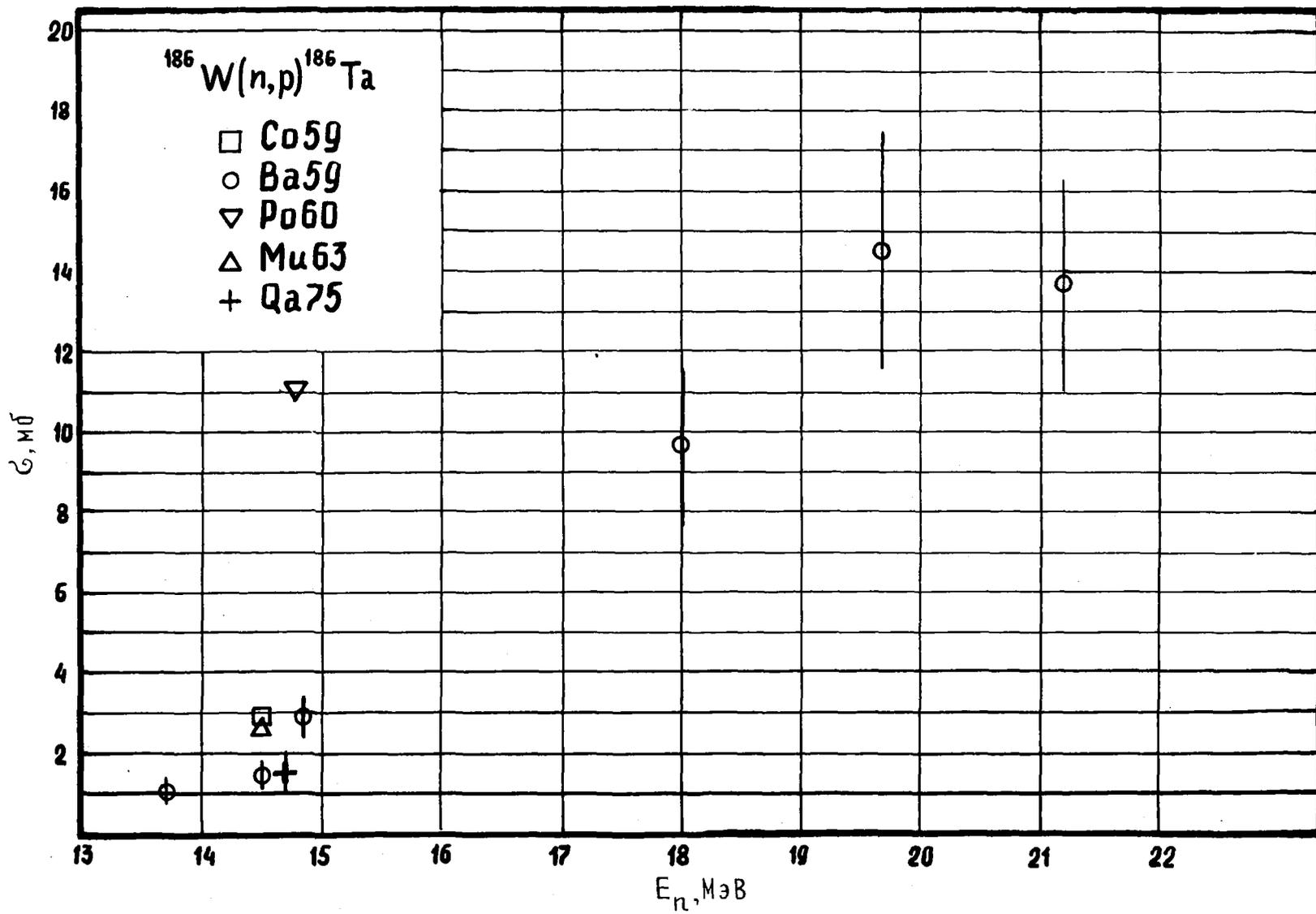


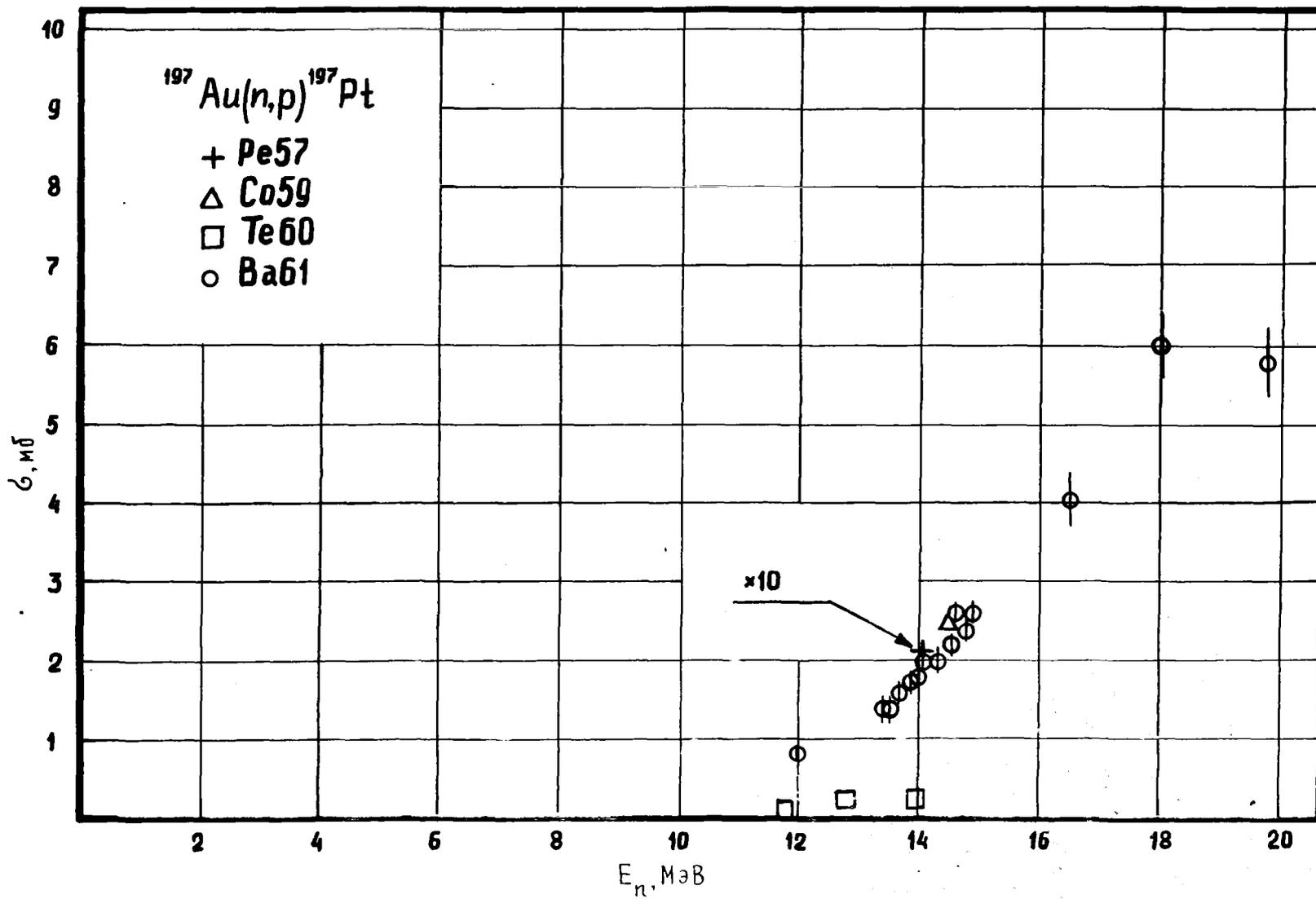












Сечение реакции (n, p) при энергии нейтронов 14-15 МэВ

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции	Рекомендованное сечение, мб
^{40}Ca	14,1	471 \pm 21	Ко68	-0,529	470 \pm 30
	14,0	298 \pm 38	А161		
$^{42}\text{Ca}^x$	-	-	-	-2,734	180 \pm 10
$^{44}\text{Ca}^x$	-	-	-	-4,876	38 \pm 4
$^{45}\text{Sc}^x$	-	-	-	0,526	57 \pm 6
$^{46}\text{Ti}^x$	-	-	-	-1,585	250 \pm 30
$^{47}\text{Ti}^x$	-	-	-	0,182	115 \pm 15
$^{48}\text{Ti}^x$	-	-	-	-3,208	60 \pm 5
$^{49}\text{Ti}^x$	-	-	-	-1,223	30 \pm 5
$^{50}\text{Ti}^x$	-	-	-	-6,106	16 \pm 3
$^{51}\text{V}^x$	-	-	-	-1,676	33 \pm 3
$^{52}\text{Cr}^x$	-	-	-	-3,196	85 \pm 20
^{53}Cr	14,7	48 \pm 7	Мо77	-2,640	43 \pm 5
	14,8	36 \pm 6	Fr71	-	-
	14,8	44 \pm 5	Hu67	-	-
	14,8	37 \pm 4	Ch61	-	-
	14,0	48 \pm 7	А161	-	-
^{54}Cr	14,7	18 \pm 3	Мо77	-6,220	16 \pm 3
	14,8	13,5 \pm 1,5	Hu67	-	-
^{55}Mn	14,8	45 \pm 7	Fr71	-1,806	45 \pm 10
	14,7	30 \pm 3	М167	-	-
	14,8	60 \pm 6	М166	-	-
	14,1	107	La62	-	-
	14,0	45 \pm 7	А161	-	-
	14,0	110 \pm 15	Av58	-	-
$^{54}\text{Fe}^x$	-	-	-	0,088	380 \pm 30
$^{56}\text{Fe}^x$	-	-	-	-2,918	114 \pm 10
$^{57}\text{Fe}^x$	14,7	55 \pm 4	Мо77	-1,780	55 \pm 8
	14,5	31,5 \pm 2,0	S172	-	-
	14,5	75 \pm 8	Cr63	-	-
	14,8	71 \pm 7	Ch61	-	-
	14,1	50 \pm 8	Ро61	-	-
^{58}Fe	14,4	11 \pm 1	Dy72	-5,320	17 \pm 5
	14,5	35 \pm 2,5	S172		
	14,8	23 \pm 4	Ch61		

^x См. рисунок в приложении I, относящийся к этому элементу.

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции	Рекомендованное сечение, мб
$^{59}\text{Co}^x$	-	-	-	-0,783	$60_{\pm 10}$
$^{58}\text{Ni}^x$	-	-	-	0,395	$410_{\pm 30}$
$^{60}\text{Ni}^x$	-	-	-	-2,041	$146_{\pm 15}$
^{61}Ni	14,7	$95_{\pm 10}$	Mo77	-0,525	$95_{\pm 10}$
	14,6	$144_{\pm 15}$	Ma72	-	-
	14,8	$98_{\pm 10}$	Le69	-	-
	14,5	$103_{\pm 10}$	Cr62a	-	-
	14,1	$86_{\pm 3}$	Va62	-	-
	14,8	$22_{\pm 2}$	Pr60	-	-
	14,5	$182_{\pm 27}$	Pa53	-	-
^{62}Ni	14,2	$12,5_{\pm 1,5}$	Ma72	-4,440	$50_{\pm 6}$
	14,6	$13,5_{\pm 1,4}$	Ma72	-	-
	14,8	$44_{\pm 4}$	Le69	-	-
	14,5	$24_{\pm 6}$	Cr62a	-	-
	14,1	$56_{\pm 3}$	Va62	-	-
	14,8	$5,3_{\pm 0,5}$	Pr60	-	-
^{64}Ni	14,1	$5,0_{\pm 1,0}$	Va62	-6,220	$5_{\pm 1}$
	14,8	$4,5_{\pm 0,5}$	Pr60	-	-
^{63}Cu	14,7	$125_{\pm 50}$	Mo77	0,716	$120_{\pm 30}$
	14,0	$105_{\pm 9}$	A161	-	-
	14,1	$149_{\pm 30}$	St60	-	-
	14,1	$120_{\pm 24}$	A157	-	-
$^{65}\text{Cu}^x$	-	-	-	-1,349	$27_{\pm 5}$
$^{64}\text{Zn}^x$	-	-	-	0,208	$170_{\pm 20}$
$^{66}\text{Zn}^x$	-	-	-	-1,852	$70_{\pm 5}$
^{67}Zn	14,4	$82_{\pm 4}$	Ra68	0,208	$45_{\pm 5}$
	14,8	$43_{\pm 1}$	V167	-	-
	14,0	$48_{\pm 8}$	Le63	-	-
	14,0	$33_{\pm 7}$	A161	-	-
^{68}Zn	14,7	$6,5_{\pm 1,3}$	T173	-3,800	$14_{\pm 5}$
	14,8	$14_{\pm 2}$	Pr71	-	-
	14,4	$8_{\pm 1}$	Ra68	-	-
	14,8	$25_{\pm 10}$	Pr60	-	-

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литера- тура	Энергия реакции	Рекомендован- ное сечение, мб
^{69}Ga	14,8	$33,6 \pm 3$	Vi67	-0,124	34 ± 3
^{71}Ga	14,7	8 ± 1	Mo77	-2,023	12 ± 4
	14,8	$16,4 \pm 5$	Vi67	-	-
^{70}Ge	14,8	77 ± 10	Vi67	-0,871	77 ± 10
	14,8	64 ± 13	Kh65	-	-
	14,5	129 ± 65	Pa53	-	-
^{72}Ge	14,7	31 ± 3	Mo77	-3,211	31 ± 3
	14,7	42 ± 4	Ri76	-	-
	14,4	$47,4 \pm 5$	Wo67	-	-
	14,8	31 ± 4	Vi67	-	-
	14,5	65 ± 26	Pa53	-	-
^{73}Ge	14,7	16 ± 3	Ri76	-0,770	22 ± 3
	14,4	$26,4 \pm 2,6$	Wo67	-	-
	14,8	20 ± 4	Vi67	-	-
	14,5	137 ± 68	Pa53	-	-
^{74}Ge	14,7	12 ± 1	Ri76	-4,720	11 ± 2
	14,4	$13,2 \pm 1,3$	Wo67	-	-
	14,8	10 ± 3	Vi67	-	-
^{76}Ge	14,7	$3,1 \pm 1,5$	Ri76	-	$3 \pm 1,5$
$^{74}\text{Se}^x$	-	-	-	-0,572	150 ± 30
^{76}Se	14,7	75 ± 6	Mo77	-2,186	55 ± 5
	14,4	56 ± 6	Ve67	-	-
	14,7	47 ± 5	Mi67	-	-
	14,7	57 ± 8	Iv67	-	-
	14,8	54 ± 8	Vi67	-	-
^{77}Se	14,7	35 ± 5	Mo77	0,098	35 ± 5
	14,8	36 ± 10	Vi67	-	-
	14,5	45 ± 23	Pa53	-	-
^{78}Se	14,7	17 ± 2	Mo77	-3,490	18 ± 4
	14,7	21 ± 6	Iv69	-	-
	14,4	$24 \pm 2,4$	Ve67	-	-
	14,7	22 ± 2	Mi67	-	-
	14,8	14 ± 2	Vi67	-	-

Продолжение приложения 2

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литера- тура	Энергия реакции	Рекомендован- ное сечение, мб
^{82}Kr	14,4	23 ± 4	Кo68	-2,306	23 ± 4
^{84}Kr	14,4	$8,3 \pm 1,5$	Кo68	-3,920	$8 \pm 1,5$
^{87}Rb	14,7	$12 \pm 1,3$	Mo77	-3,110	10 ± 2
	14,8	13 ± 2	Pr71	-	-
	14,4	$4,9 \pm 0,5$	Ve71	-	-
	14,8	7 ± 1	Hu70	-	-
$^{86}\text{Sr}^{\text{X}}$	-	-	-	-0,989	45 ± 2
$^{88}\text{Sr}^{\text{X}}$	-	-	-	-4,522	15 ± 2
$^{89}\text{Y}^{\text{X}}$	-	-	-	-0,707	25 ± 3
$^{90}\text{Zr}^{\text{X}}$	-	-	-	-1,506	44 ± 3
$^{91}\text{Zr}^{\text{X}}$	-	-	-	-0,763	33 ± 3
^{92}Zr	14,7	$20,6 \pm 1$	Ti73	-2,841	21 ± 3
	14,4	$18,5 \pm 1,7$	Fl70	-	-
	14,8	20 ± 3	Le69	-	-
	14,7	22 ± 4	Br63	-	-
	14,5	19	Mu63	-	-
	14,0	25 ± 5	Le63	-	-
	14,6	76 ± 16	St62	-	-
	14,8	22,5	Pr60	-	-
	14,1	$20,7 \pm 0,9$	Re60	-	-
	^{94}Zr	14,7	$8,9 \pm 2$	Ti73	-4,220
14,8		5 ± 2	Pr71	-	-
14,8		9 ± 2	Le69	-	-
14,7		7 ± 4	Br63	-	-
14,5		5,1	Mu63	-	-
14,0		11 ± 2	Le63	-	-
14,6		48 ± 12	St62	-	-
14,8		6,9	Pr60	-	-
14,1		$10,8 \pm 0,6$	Re60	-	-
14,5		$10,6 \pm 4,2$	Pa53	-	-
^{96}Mo	14,4	$21,3 \pm 1,5$	Fl70	-2,405	21 ± 2
	14,1	16 ± 3	Cu67	-	-
	14,7	37 ± 9	Br63	-	-
	14,6	21 ± 7	St62	-	-

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции	Рекомендованное сечение, мб
^{97}Mo	14,7	72,7	Ti73	-1,153	18 \pm 4
	14,4	15,5 \pm 1,3	Fi70	-	-
	14,1	17,7 \pm 1,5	Cu67	-	-
	14,6	68 \pm 14	St62	-	-
	14,5	108 \pm 54	Pa53	-	-
^{98}Mo	14,8	19 \pm 3	Pr71	-3,820	11 \pm 4
	14,1	6,7 \pm 0,6	Cu67	-	-
	14,7	9 \pm 2	Br63	-	-
^{100}Mo	14,8	4,3 \pm 0,5	Ti73	-5,220	5,2 \pm 1
	14,1	6,2 \pm 0,5	Cu65	-	-
^{99}Tc	14,7	15,1 \pm 2,3	Qa73	-	12 \pm 3
	14,1	7 \pm 1	Go65	-	-
^{96}Ru	14,4	146 \pm 7	Fi70	0,570	150 \pm 20
	14,7	170 \pm 30	Gr66	-	-
^{101}Ru	14,7	36	Gr66	-0,848	36
^{104}Ru	14,7	7,2 \pm 1,0	Gr66	-4,520	7,2 \pm 1,0
^{103}Rh	14,4	16,9 \pm 1,5	Fi70	0,020	16 \pm 1
		15 \pm 4	Br57	-	-
^{104}Pd	14,8	58 \pm 14	Le71	-1,685	58 \pm 14
^{105}Pd	14,8	50 \pm 6	Pr71	0,217	38 \pm 8
	14,8	28 \pm 3	Le71	-	-
	14,4	37,6 \pm 2	Fi70	-	-
^{106}Pd	14,8	23 \pm 6	Le71	-2,758	23 \pm 6
	14,8	14 \pm 5	Pr71	-	-
^{108}Pd	14,8	9 \pm 2	Pr71	-3,720	9 \pm 2
	14,4	8,3 \pm 1,5	We70	-	-
$^{109}\text{Ag}^x$	-	-	-	-0,334	14 \pm 3
^{110}Cd	14,1	27 \pm 5	Yu67	-2,109	27 \pm 5
$^{111}\text{Cd}^x$	-	-	-	-0,246	22 \pm 5
^{112}Cd	14,8	18,7 \pm 61	Ma74	-3,220	16 \pm 2
	14,4	15,0 \pm 1,3	We70	-	-

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литера- тура	Энергия реакции	Рекомендован- ное сечение, мб
^{112}Cd	14,1	11 ± 1	Yu67	-	-
	14,6	$15,3 \pm 2$	St74	-	-
	14,0	11 ± 5	Le63	-	-
^{113}Cd	14,1	$7,9 \pm 0,8$	Yu67	-1,228	8 ± 2
	14,0	8 ± 2	Le63	-	-
^{114}Cd	14,6	$5,0 \pm 1,3$	St74	-4,220	5 ± 2
	14,8	$3,0 \pm 1,6$	Pr71	-	-
^{115}In	14,8	$23,1 \pm 4,8$	Ma74	-0,668	15 ± 5
	14,8	$12,5 \pm 1,0$	Le69	-	-
	14,5	$15,5 \pm 4$	Co59	-	-
^{116}Sn	14,9	22 ± 2	Br65	-2,491	22 ± 2
	14,5	$5,4 \pm 1,5$	Ch63	-	-
^{117}Sn	14,6	$13,7 \pm 1,3$	St74	-	-
	14,8	$30,5 \pm 3$	Ha72b	0,681	16 ± 4
	14,4	$15,5 \pm 2,1$	We70	-	-
	14,9	$15,8 \pm 3$	Br65	-	-
	14,1	23,0	KL63	-	-
^{118}Sn	14,8	$1,5 \pm 1,1$	Ma74	-3,420	9 ± 3
	14,6	$6,6 \pm 0,6$	St74	-	-
	14,9	$6,2 \pm 0,2$	Br65	-	-
	14,5	$11,7 \pm 2,5$	Ch63	-	-
^{119}Sn	14,9	$8,6 \pm 1,5$	Br65	-1,565	10 ± 2
	14,5	$11,1 \pm 2,5$	Ch63	-	-
^{120}Sn	14,6	$4,5 \pm 0,3$	St74	-4,820	$4,3 \pm 0,7$
	14,5	$4,6 \pm 1,2$	Ch63	-	-
	14,8	$3,8 \pm 1$	Po60	-	-
^{123}Sb	14,8	$4,6 \pm 1,5$	Le71	-0,628	$4,6 \pm 1,5$
^{122}Te	14,6	$10,6 \pm 1,5$	St74	-1,196	12 ± 2
	14,8	14 ± 2	Le71	-	-
^{124}Te	14,6	$8,0 \pm 2,2$	St74	-2,117	9 ± 2
	14,8	9 ± 2	Le71	-	-
^{126}Te	14,6	$3,3 \pm 0,3$	St74	-2,950	5 ± 1
	14,8	$6,1 \pm 1,2$	Le71	-	-

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литера- тура	Энергия реакции	Рекомендован- ное сечение, мб
^{128}Te	14,6	$2,2_{\pm 0,1}$	St74	-3,500	$2,4_{\pm 0,4}$
	14,8	$3,0_{\pm 0,8}$	Le71	-	-
	14,8	$2,3_{\pm 0,3}$	Hu68	-	-
	14,9	$67_{\pm 19}$	Br65	-	-
^{130}Te	14,6	$1,7_{\pm 0,1}$	St74	-4,220	$1,8_{\pm 0,3}$
	14,8	$1,9_{\pm 0,6}$	Le71	-	-
	14,9	$16_{\pm 5}$	Br65	-	-
^{127}J	14,8	$9,2_{\pm 1,0}$	Le69	0,090	$9_{\pm 3}$
	14,0	14,0	Al61	-	-
	14,1	$17,0_{\pm 3}$	Bo60	-	-
	14,0	$25_{\pm 15}$	Bo60	-	-
	14,5	$11,7_{\pm 1,8}$	Co59	-	-
	^{130}Xe	14,6	$11,1_{\pm 1,2}$	Si76	-2,210
14,4		$6,7_{\pm 0,8}$	Ko68	-	-
^{131}Xe	14,6	$7,0_{\pm 0,8}$	Si76	0,188	$6_{\pm 1}$
	14,4	$5,3_{\pm 0,6}$	Ko68	-	-
^{132}Xe	14,6	$3,7_{\pm 0,4}$	Si76	-2,798	$3_{\pm 0,5}$
	14,4	$2,5_{\pm 0,3}$	Ko68	-	-
^{134}Xe	14,6	$1,8_{\pm 0,3}$	Si76	-3,370	$2,0_{\pm 0,5}$
	14,4	$2,2_{\pm 0,5}$	Ko68	-	-
^{133}Ce	14,8	$10,5_{\pm 1,6}$	Qa70	0,356	$10_{\pm 2}$
	14,0	$9,5_{\pm 1,5}$	Ba65	-	-
	14,1	$17,0_{\pm 3}$	Bo60	-	-
^{136}Ba	14,8	$8_{\pm 3}$	Le68	-1,765	$8_{\pm 3}$
	14,8	$49_{\pm 10}$	Wi60	-	-
	14,5	$38_{\pm 4}$	Co59	-	-
^{138}Ba	14,4	$3,8_{\pm 0,6}$	We70	-4,620	$3,0_{\pm 0,5}$
	14,8	$2,4_{\pm 0,4}$	Le68	-	-
	14,0	$1,9_{\pm 0,5}$	Le63	-	-
	14,8	$2,5_{\pm 1,0}$	Wi60	-	-
	14,5	$2,2_{\pm 0,2}$	Co59	-	-

Продолжение приложения 2

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции	Рекомендованное сечение, мб
^{139}La	14,8	$5,3 \pm 1,0$	Le68	-1,478	$4,8 \pm 0,4$
	14,7	$4,5 \pm 1,1$	Cs67	-	-
	14,0	$4,4 \pm 0,2$	Cu65	-	-
	14,8	5 ± 1	Wi60	-	-
	14,5	$2,3 \pm 0,3$	Co59	-	-
	14,5	$5,7 \pm 2,4$	Pa53	-	-
	^{140}Ce	14,4	$6,3 \pm 0,5$	We70	-2,984
14,0		$6,8 \pm 0,8$	Cu65	-	-
14,8		10 ± 2	Wi60	-	-
14,5		$12,1 \pm 1,2$	Co59	-	-
^{142}Ce	14,8	11 ± 2	Pr71	3,735	4 ± 1
	14,0	$2,7 \pm 0,5$	Cu65	-	-
	14,8	5 ± 2	Wi60	-	-
	14,5	$9,4 \pm 0,9$	Co59	-	-
^{141}Pr	14,8	$11,4 \pm 1,3$	Cs68	0,202	-
	14,8	$4,5 \pm 1,0$	Wi60	-	-
^{142}Nd	14,5	$13,5 \pm 2,7$	Co59	-1,381	14 ± 2
^{143}Nd	14,5	$11,5 \pm 2,3$	Co59	-0,150	12 ± 2
^{148}Nd	14,8	$3,5 \pm 0,8$	Wi60	-4,120	$3,5 \pm 0,8$
^{150}Sm	14,6	$7,2 \pm 1,0$	Sa75	-2,720	$7,3 \pm 1,0$
^{152}Sm	14,8	$3,7 \pm 0,2$	Wi60	-2,620	$3,7 \pm 0,4$
^{154}Sm	14,8	$3,5 \pm 0,2$	Wi60	-3,220	$3,5 \pm 0,4$
^{153}Eu	14,8	$4,4 \pm 0,5$	Ba72	-0,020	6 ± 1
	14,5	$7,4 \pm 0,7$	Co59	-	-
^{162}Dy	14,4	$5,2 \pm 0,5$	Om68	-1,680	5 ± 1
^{163}Dy	14,4	$2,7 \pm 0,3$	Om68	-0,900	3 ± 1
	14,8	3 ± 1	Wi60	-	-
^{167}Er	14,8	5 ± 2	Pr71	-0,188	4 ± 1
	14,8	3 ± 1	Wi60	-	-
^{168}Er	14,8	$2,5 \pm 1,0$	Wi60	-1,990	$2,5 \pm 1,0$
^{170}Er	14,8	$1,8 \pm 0,5$	Wi60	-2,920	$1,8 \pm 0,5$

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литера- тура	Энергия реакции	Рекомендован- ное сечение, мб
^{174}Yb	14,8	$3,5 \pm 1,0$	Gu67	-2,280	$3,5 \pm 1,0$
$^{181}\text{Ta}^x$	-	-	-	-0,240	$3,5 \pm 0,5$
^{182}W	14,7	$5,9 \pm 0,5$	Qa75	-1,022	$6 \pm 0,5$
	14,0	$2,3 \pm 0,2$	Sa59	-	-
	14,1	3,5	Li59	-	-
^{183}W	14,7	$4,1 \pm 0,5$	Qa75	-0,286	$4,1 \pm 0,5$
	14,1	4,2	Li59	-	-
	14,0	$2,8 \pm 0,3$	Sa59	-	-
^{184}W	14,7	$2,9 \pm 0,3$	Qa75	-2,248	$4,0 \pm 1,0$
	14,5	4,9	Mu63	-	-
	14,8	14 ± 4	Po60	-	-
	14,5	$4,8 \pm 1,0$	Co59	-	-
$^{186}\text{W}^x$	-	-	-	-3,120	$2,0 \pm 0,5$
^{187}Re	14,7	$4,7 \pm 0,4$	Mo77	-0,529	$4,3 \pm 0,5$
	14,5	$3,9 \pm 0,4$	Co59	-	-
^{188}Os	14,7	$7,4 \pm 1,3$	Mo77	-1,336	7 ± 2
	14,7	$7,1 \pm 2,0$	Cs67	-	-
	14,6	8 ± 1	Na66	-	-
$^{189}\text{Os}^x$	-	-	-	-	-
^{190}Os	14,7	$2,0 \pm 0,5$	Cs67	-0,228	$2,0 \pm 0,5$
^{193}Ir	14,7	$4,9 \pm 0,6$	Mo77	-0,350	$3,8 \pm 0,5$
	14,5	$2,7 \pm 0,5$	Co59	-	-
^{194}Pt	14,4	$4,3 \pm 0,6$	Ha72	-1,457	$4,0 \pm 0,5$
	14,5	$3,9 \pm 0,4$	Co59	-	-
^{195}Pt	14,5	$2,9 \pm 0,3$	Co59	-0,153	$2,9 \pm 0,3$
^{196}Pt	14,4	$1,1 \pm 0,2$	Ha72	-2,390	$1,4 \pm 0,3$
	-	$1,7 \pm 0,3$	Vo66	-	-
$^{197}\text{Au}^x$	-	-	-	0,036	$2,5 \pm 0,2$
^{198}Hg	14,4	$4,5 \pm 0,5$	Ha72	-0,590	$4,6 \pm 0,3$
	14,1	$4,7 \pm 0,3$	Te69	-	-

Изотоп	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Литера- тура	Энергия реакции	Рекомендован- ное сечение, мб
^{199}Hg	14,4	$2,3 \pm 0,3$	Ha72	0,330	$3,5 \pm 0,6$
	14,1	$4,6 \pm 0,6$	Te69	-	-
^{200}Hg	14,1	< 12	Te69	-1,420	$3,6 \pm 1,0$
	14,5	$3,6 \pm 0,4$	Co59	-	-
^{201}Hg	14,1	$1,5 \pm 0,7$	Te69	-0,720	$1,8 \pm 0,3$
	14,5	$2,1 \pm 0,3$	Co59	-	-
^{203}Tl	14,7	$4,2 \pm 0,8$	Mo77	0,292	$4,2 \pm 1,0$
^{205}Tl	14,7	$1,9 \pm 0,2$	Mo77	-0,747	$1,9 \pm 0,2$
	14,8	$3,0 \pm 0,3$	Po60	-	-
	14,5	$6,8 \pm 0,7$	Co59	-	-
	14,5	$3,0 \pm 1,5$	Pa53	-	-
^{208}Pb	14,4	$0,46 \pm 0,06$	Ha72	-4,211	$1,0 \pm 0,5$
	14,6	$1,26 \pm 0,2$	Ma72	-	-
	14,5	$1,0 \pm 1,0$	Pa53	-	-
^{209}Bi	14,8	$0,7 \pm 0,1$	Mu61	0,135	$0,8 \pm 0,2$
	14,8	$0,8 \pm 0,4$	Po59	-	-
	14,5	$1,3 \pm 0,3$	Co59	-	-

Список литературы

- A157. Allen D. Proc.Phys.Soc., 1957, v. 70, p. 195.
 A158. Avignon P. e.a. Comp. rend., 1958, v. 247, p. 1849.
 A161. Allen D. Nucl.Phys., 1961, v. 24, p. 274.
 A167. Aгmitаге F. Report ENL-325, 1976, p. 2.
 A175. Александров Д. и др. Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 136.
 Br57. Brown G. e.a. Philos. Mag., 1957, v. 2, p. 473; Ibid., p. 785.
 Ba59. Bаггу J. e.a. Proc. Phys. Soc., 1959, v. 74, p. 632.
 Bo60. Богманн М. e.a. Z. Naturforsch. 1960, Bd 15, S. 200.
 Ba61. Bауhurst B. e.a. J. Inorg. Nucl. Chem., 1961, v. 23, p. 173.
 Ba62. Bаггу J. J. Nucl. Energy, 1962, v. 16, p. 467.
 Bo62. Богманн М. e.a. Z. Phys., 1962, Bd 166, S. 477.
 Br62. Bрамlitt E. e.a. Phys. Rev., 1962, v. 125, p. 297.
 Bo63. Богманн М. e.a. Z. Phys., 1963, Bd 1, S. 174.
 Br63. Bрамlitt E. e.a. Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 2649.
 Bo64. Bоназзола G. e.a. Nucl.Phys., 1964, v. 51, p. 337.
 Ba65. Bасс R. e.a. Report EANDC(E), 1965, v. 57, p. 1.
 Bo65. Богманн М. e.a. Ibid., p. 17.

Br65. Brzosko J. e.a. Nucl. Phys., 1965, v. 74, p. 438.
 Bo66a. Borrmann M. e.a. Nucl. Data for Reactors (Paris), 1966, v. 1, p. 225.
 Bo66b. Borrmann M. e.a. Report EANDC(E), v. 66, p. 42.
 Bo66c. Borrmann M. e.a. Z. Naturforsch., 1966, Bd A21, S. 988.
 Ba69. Barrall R. e.a. Nucl. Phys., 1969, v. A138, p. 387.
 Ba69a. Barrall R. e.a. Report AFWL-TR-68, 1969, v.134,
 Bo69. Borrmann M. e.a. Nucl. Phys., 1959, v. A130, p. 195.
 Br69. Brzosko J. e.a. Acta phys. polon., 1969, v. 35, p. 413.
 Ba72. Bari A. Dissertation Abstracts, 1972, v. B32, p. 5091.
 Co56. Cohen A. e.a. Nucl. Phys., 1956, v. 1, p. 73.
 Co59. Coleman R. e.a. Proc. Phys. Soc., 1959, v. 73, p. 215.
 Ch61. Chittenden D. e.a. Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 860.
 Ca62. Cabell M. J. Inorg. Nucl. Chem., 1962, v. 24, p. 1317.
 Cr62a. Gross W. e.a. Bull. Amer. Nucl. Soc., 1962, v. 7, p. 336.
 Cr62b. Gross W. e.a. Report AECL, 1962, p. 7.
 Cr63. Gross W. e.a. Report EANDC(CAN), 1963, v. 16, p. 1.
 Ch63. Чурсин Г. и др. Ж. эксперим. и теор. физ., 1963, т. 44, с. 472.
 Ca64. Carrol E. e.a. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1964, v. 7, p. 268.
 Ca65. Carrol E. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1965, v. 22, p. 411.
 Cu65. Cuzosce P. BNL-325, 1976, p. 2.
 Ca66. Carrol E. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1966, v. 25, p. 285.
 Cs68. Csikai J. e.a. Acta Phys. Hung., 1968, v. 24, p. 233.
 Cu67. Cuzosce P. e.a. Nucl. Phys., 1967, v. 103, p. 616.
 Cu68. Cuzosce P. e.a. Nuovo cimento, 1968, v. 54, p. 53.
 Cr69. Crumpton D. J. Inorg. Nucl. Chem., 1969, v. 31, p. 3727.
 Dz56. Дзантиев Б. и др. Докл. АН СССР, 1957, т. 113, с. 537.
 De60. Deriaz M. e.a. J. phys., 1960, v. 21, p. 377.
 De65. Debertin K. e.a. Nucl. Phys., 1965, v. 70, p. 89.
 De68. Desowski P. e.a. Ibid., 1968, v. A112, p. 513.
 Dy72. Dyer N. e.a. J. Inorg. Nucl. Chem., 1972, v. 34, p. 1119.
 Dr73. Dresler J. e.a. Report INR-1464, 1973, p. 12.
 Fo52. Forbes S. Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 1309.
 Fu65. Fujita I. Report INDSWG-90, 1965, p. 23.
 Fi70. Fink R. Bull. Amer. Nucl. Soc., 1970, v. 15, p. 1976.
 Go60. Gonzalez L. e.a. Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 1319.
 Ga62. Gabbord F. e.a. Ibid., 1962, v. 128, p. 1276.
 Go62. Gonzalez L. e.a. Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 271.
 Gl62. Glover R. e.a. Nucl. Phys., 1962, v. 29, p. 309.
 Go65. Golcher N. Ibid., 1965, v. 73, p. 349.
 Gr66. Gray P. e.a. Ibid., 1966, v. 75, p. 215.
 Gu67. Gujrathi S. e.a. Indian J. Phys., 1967, v. 41, p. 667.
 Gh71. Ghora S. e.a. J. Nucl. Energy, 1971, v. 25, p. 319.
 Go72. Gottoh H. Report EANDC(J), 1972, v. 26, p. 17.
 Hi61. Hill P. Anzeiger Oesterreich Akad. Wiss., 1961, Bd 98, S. 200.
 Hi62. Hillman M. Nucl. Phys., 1962, v. 37, p. 78.
 Hi66. Hill P. Acta phys. austriaca, 1966, Bd 23, S. 44.
 Hu67. Husain L. e.a. J. Inorg. Nucl. Chem., 1967, v. 29, p. 2665.
 Hu68. Husain L. e.a. Nucl. Phys., 1968, v. 114A, p. 663.
 Ha-72. Hankla A. e.a. Ibid., 1972, v. 180A, p. 157.
 Ha72b. Hasan S. e.a. Ibid., v. 181A, p. 101.
 Hu70. Husain L. e.a. Phys. Rev., 1970, v. C1, p. 1233.
 He73. Hemingway J. J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 241.
 Ho74. Holmberg P. e.a. Nucl. Phys., 1966, v. 83, p. 157.

- Iv67. И в а н е н к о в. и др. Ядерная физика, 1967, т. 6, с. II.
- Iv69. Там же, 1969, т. 9, с. 258.
- Je63. J e g o n i s h o J. e.a. Nucl. Phys., 1963, v. 47, p. 157.
- Jo69. J o e n s s o n B. e.a. Arkiv Phys., 1969, v. 39, p. 295.
- Kb59. K h u r a n a C. e.a. Nucl. Phys., 1959, v. 13, p. 226.
- Ke59. K e r n B. e.a. Ibid., v. 10, p. 226.
- Kl63. К л я ч а р е в А. и др. Эксперим. и теор. физ., 1963, т. 46, с. 1483.
- Ko63. K o n i j n J. e.a. Nucl. Phys., 1963, v. 48, p. 191.
- Ko64. K o e h l e r D., A l f o r d W. J. Nucl. and Engng, 1964, v. A/B18, p.81.
- Kb65. K h u r a n a C. e.a. Nucl. Phys., 1965, v. 69, p. 153.
- Kj66. K j e l b e r g A. e.a. Radiochimica Acta, 1966, v. 5, p. 28.
- Ko68. K o n d a i a h E. e.a. Nucl. Phys., 1968, v. 120A, p. 337.
- Li59. L i n d n e r A. e.a. Report WASH-1018, 1959, p. 63.
- Le63. Л е в к о в с к и й В. и др. Эксперим. и теор. физ., 1963, т. 45, с. 305.
- La62. L a n h m a n n J. BNL-325, 1976, p. 2.
- La65. L a u b e r A. e.a. Nucl. Phys., 1965, v. 73, p. 234.
- Li65. L i s k i e n H., P a u l s e n A. Ibid., v. 63, p. 393.
- Li66. L i s k i e n H. e.a. Nukleonik, 1966, v. 8, p. 315.
- Le68. Л е в к о в с к и й В. и др. Ядерная физика, 1968, т. 8, с. 7.
- Le69. Там же, 1969, т. 10, с. 44.
- Le71. Там же, 1971, т. 13, с. 923.
- Lu71. L u k i s Y. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v. 43, p. 233.
- Mc55. M c C l u r e G. e.a. J. Franklin Inst., 1955, v. 260, p. 238.
- Mu61. M u k h e r j e e S. e.a. Proc. Phys. Soc., 1961, v. 77, p. 508.
- Mu63. M u k h e r j e e S. e.a. BNL-325, 1976, p. 2.
- Me63. M e a d o w s J. e.a. Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 2022.
- Mi66. M i t r a B. e.a. Nucl. Phys., 1966, v. 83, p. 157.
- Mi67. M i n e t t i V. e.a. Z. Phys., 1967, Bd 199, S. 275.
- Ma72. М а с л о в Г. и др. В кн.: Ядерные константы. Обнинск, 1972, № 9, с. 50.
- Me72. M e a d o w s J., S m i t h D. Report ANL-7910, 1972, p. 12.
- Ma74. M a v a d d a t T., R a o S.A., K u r o d a P.K. J. Inorg. Nucl. Chem., 1974, v. 36, p. 953.
- Mo77. M o l l a N., Q a i m S. Nucl. Phys., 1977, v. A289, p. 269.
- Na62. N a k a i K. e.a. J. Phys. Soc. Japan, 1962, v. 17, p. 1215.
- Na66. N a g e l W. BNL-325, 1976, p. 2.
- Na68. Н а с ы р о в Ф. Атомная энергия, 1968, т. 25, с. 437.
- Ne73. Н е м и л о в Ю. и др. В кн.: Ядерные константы. Обнинск, 1973, № 12, с. 61.
- Ne77. Н е м и л о в Ю.А., Т р о ф и м о в Ю.Н. Ядерно-физические исследования в СССР, 1972, № 25, с. 47.
- Ok67. O k u m u r a S. Nucl. Phys., 1967, v. A93, p. 74.
- Om68. O m s L. e.a. Bull. Amer. Phys. Soc., 1968, v. 13, p. 1699.
- Pa53. P a u l E. e.a. Canad. J. Phys., 1953, v. 31, p. 267.
- Pe57. P e s k R. e.a. Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 965.
- Po59. P o u l a r i k a s A. e.a. Ibid., 1959, v. 115, p. 989.
- Pu59. P u r s e r K. e.a. Austral. J. Phys., 1959, v. 12, p. 103.
- Pe60. P o u l a r i k a s A. e.a. J. Inorg. Nucl. Chem., 1960, v. 13, p. 196.
- Pr60. P r e i s s I., F i n k R. Nucl. Phys., 1960, v. 15, p. 326.
- Pe61. P o l l e h n H. e.a. Z. Naturforsch., 1961, v. 16a, p. 227.
- Pa66. P a i H. Canad. J. Phys., 1966, v. 44, p. 274.
- Pa67. P a u l s e n A. Nukleonik, 1967, v. 10, p. 91.
- Pr69. P r a s a d R. e.a. Nucl. Phys., 1969, v. 125A, p. 57.
- Pr71. P r a s a d R. e.a. Nuovo cimento, 1971, v. A3, N 3, p. 467.
- Pa71. P a u l s e n A. e.a. Conference on Chemistry Nuclear Data. Canterbury, 1971.
- Qa70. Q a i m S. J. Inorg. Nucl. Chem., 1970, v. 32, p. 1799.
- Qa73. Ibid., 1973, v. 35, p. 3669.

- Qa75. Q a i m S., C r a s a C. Nucl. Phys., 1975, v. A242, p. 317.
- Qa76. Q a i m S. Symposium Fusion Technology. Garmish, 1976, p. 589.
- Ra59. R a p o r t J. e. a. Phys. Rev., 1959, v. 114, p. 565.
- Re60. R e e d C. Report TID-11929 (USA), 1960.
- Ra68. R a n a k u m a r N. e. a. Nucl. Phys., 1968, v. A122, p. 679.
- Ro73. R o b e r t s o n J. e. a. J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 139.
- Ri76. R i e p p o R., K e i n a n e n J. J. Inorg. Nucl. Chem., 1976, v. 38, p. 1927.
- Sc58. S c a l a n R. e. a. Nucl. Phys., 1958, v. 9, p. 334.
- Sa59. S a i l o r V. Report WASH-1021, 1959.
- St60. S t o r e y R. e. a. Proc. Phys. Soc., 1960, v. A75, p. 526.
- St62. S t r o h a l P. e. a. Nucl. Phys., 1962, v. 30, p. 49.
- Sa64. S a n t r y D., B u t l e r J. Canad. J. Phys., 1964, v. 42, p. 1030.
- Sa65. S a l i s b u r y S. e. a. Phys. Rev., 1965, v. B140, p. 305.
- st65. S t r a i n J., R o s s W. report OENL-3672, 1965.
- Sa66. S a n t r y D., B u t l e r J. Canad. J. Phys., 1966, v. 44, p. 1183.
- Sa72. S a n t r y D. e. a. Ibid., 1972, v. 50, p. 2536.
- Si72. S i n g h J. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1972, v. 15, p. 147.
- St74. S t r u w e w. e. a. Nucl. Phys., 1974, v. A222, p. 605.
- Sa75. S a t o T. e. a. J. Nucl. Sci. and Technol., 1975, v. 12, p. 681.
- sm75. S m i t h D., M e a d o w s J. Nucl. Sci. and Engng, 1975, v. 58, p. 314.
- Sp75. S p a n g b r R. e. a. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, v. 22, p. 808.
- si76. S i g g R. e. a. Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 60, p. 235.
- Te58. T e r r e l l I. e. a. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 2031.
- Te60. T e w e s H. e. a. Report UCRL-6028-T, 1960.
- Te68. T e m p e r l e y J. Nucl. Sci. and Engng, 1968, v. 32, p. 195.
- Ti68. T i w a r i P. e. a. Phys. Rev., 1968, v. 167, p. 1091.
- Te69. T e m p e r l e y J. Ibid., 1969, v. 178, p. 1904.
- Ti73. T i k k u V. e. a. Report INDC(sec)-35. Vienna, 1973.
- Va61. V a n L o e f J. Nucl. Phys., 1961, v. 24, p. 340.
- Va62. В а л ь т е р А. и др. Изв. АН СССР. Сер. физич., 1962, т. 26, с. 1079.
- Vo65. V o n a s h H. Nucl. Phys., 1965, v. 68, p. 445.
- Vo66. V o n a s h H. e. a. Acta phys. austriaca, 1966, v. 23, p. 185.
- Ve67. V e n u g o r o l a P. e. a. Phys. Rev., 1967, v. 154, p. 1023.
- Vi67. В и н и ц к а я Г. и др. Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 240; Там же, т. 5, с. 1175.
- Vo68. V o n a s h H. Report EANDC(E)-89, 1968, p. 37.
- Ve71. V e n e g o r u l a P. e. a. Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 629.
- We60. W e i g o l d E. Austral. J. Phys., 1960, v. 13, p. 186.
- Wi60. W i l l e R., F i n k R. Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 242.
- We62. W e i g o l d E. e. a. Nucl. Phys., 1962, v. 32, p. 106.
- Wo67. W o o d R. e. a. Phys. Rev., 1967, v. 154, p. 1108.
- We70. W e n - d e n L u e. a. Ibid., 1970, v. C1, p. 359.
- Ya57. Y a s u m i S. J. Phys. Soc. Japan, 1957, v. 12, p. 443.
- Yu67. Y u Y u - W e n e. a. Nucl. Phys., 1967, v. A98, p. 451.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕКОМЕНДОВАННЫХ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВК.И. Золотарев, В.М. Бычков, А.Б. Пашенко, В.И. Пляскин,
В.Н. Манохин, Л.А. Чернов

COMPARATIVE ANALYSIS OF RECOMMENDED CROSS-SECTIONS FOR THRESHOLD REACTIONS WITH THE USE OF INTEGRAL EXPERIMENTS. The recommended microscopic cross-sections for the $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ and $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ reactions from the evaluated data libraries ENDF/B-IV, UKNDL and BOSPOR-78 were analysed. A conclusion about quality of these data have been made from comparison of experimental neutron spectra with the spectra restored by means of the measured nuclear reactions rates and cross-section under consideration. It is recommended to use the $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ cross-section reaction from the ENDF/B-IV or UKNDL library and the $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ cross-section reaction from the libraries BOSPOR-78 or ENDF/B-IV. The evaluated cross-section of the BOSPOR-78 library are given for 8 nuclei in the energy range from threshold up to 20 MeV.

В настоящее время имеются библиотеки оцененных микроскопических сечений, полученные в различных лабораториях. Каждая группа специалистов, занимающаяся спектрометрией по активационным данным, использует одну из этих библиотек. Вместе с тем известно, что точность восстановления нейтронных спектров по измеренным значениям скоростей ядерных реакций в значительной степени зависит от точности микроскопических сечений.

В данной работе ставилась задача провести сравнительный анализ рекомендованных микроскопических сечений реакций $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ по данным трех библиотек: ENDF/B-IV [1], UKNDL [2] и БОСПОР-78 (Библиотека оцененных сечений пороговых реакций Центра по ядерным данным в Обнинске) на основе одного из методов восстановления нейтронных спектров по измеренным скоростям реакций.

Обзор оцененных микроскопических сечений
ядерных реакций

Наиболее известными библиотеками оцененных данных по микроскопическим сечениям ядерных реакций являются ENDF/B-IV, UKNDL и ZACRSS [3]. Файлы данных этих библиотек были получены на основе имеющихся экспериментальных результатов.

В 1978 г. организована библиотека БОСПОР, полученная в результате критического анализа экспериментальных данных с использованием теоретических моделей ядерных реакций.

При организации библиотеки БОСПОР-78 авторы библиотеки исходили из того, что для получения рекомендованных кривых функций возбуждения пороговых реакций в интервале энергий налетающих нейтронов от порога до 20 МэВ экспериментальной информации в большинстве случаев недостаточно. Кроме того, измерения различных авторов часто значительно отличаются друг от друга, и эти различия больше, чем приводимые погрешности. Поэтому для оценки ядерных данных необходимо привлечь расчеты, основанные на современных моделях протекания ядерных реакций. Во-первых, такие расчеты позволяют исключить из всей совокупности экспериментальных данных явно ошибочные, во-вторых, результаты расчетов — единственная возможность оценить сечения реакций для тех диапазонов энергий налетающих нейтронов и массовых чисел ядер-мишеней, где экспериментальные данные отсутствуют.

При расчетах функций возбуждения для описания сечений ядерной реакции в широкой области энергий налетающей частицы использовалось разделение механизма реакции на три процесса: прямой, предравновесный и равновесный. Эти процессы можно классифицировать, рассматривая протекание реакции во времени.

Прямые процессы (выбивание, подхват, срыв частиц, неупругое рассеяние с возбуждением коллективных степеней свободы ядра-мишени) происходят на начальной стадии реакции за время, равное ядерному взаимодействию (около 10^{-22} с). На предравновесной стадии реакции происходит распределение энергии возбуждения, внесенное падающей частицей, между нуклонами ядра. На этой стадии

возможно испускание частиц, имеющих энергию выше энергии связи соответствующих частиц в составном ядре (предравновесная эмиссия). Время установления термодинамического равновесия в возбужденном ядре обычно равно около 10^{-20} с.

На равновесной стадии реакции энергия возбуждения составного ядра распределяется по многим степеням свободы. За счет большого числа состояний, в которых может находиться составное ядро, время жизни равновесной фазы равно около 10^{-16} с.

Частицы, испущенные в различных стадиях реакции, имеют разное энергетическое распределение: прямой и предравновесный процессы приводят к значительно более жестким спектрам вторичных частиц, чем испарение частиц из равновесного состояния составного ядра.

Вклады рассмотренных процессов в полное сечение неупругого взаимодействия налетающей частицы с ядром меняются с изменением ее энергии. При низких энергиях реакция идет в основном через равновесное состояние составного ядра. С увеличением энергии возрастают вклады прямых и предравновесных процессов. В реакциях с вылетом заряженных частиц на тяжелых ядрах даже при небольших энергиях (≤ 20 МэВ) вклад равновесного процесса мал, так как кулоновский барьер ядра препятствует испусканию частиц с мягким энергетическим спектром.

Для описания предравновесной эмиссии применялась экситонная модель [4], которая получила дальнейшее развитие в работах [5-8].

Значение матричного элемента двухчастичного взаимодействия взято таким же, как и в работе [9], где оно получено из анализа жесткой компоненты спектров неупругого рассеяния нейтронов. Рассматриваемая модель позволяет также в среднем учесть и прямые процессы.

Эмиссия частиц из равновесного состояния ядра описывалась с помощью статистической теории [10]. Необходимые для расчета параметры плотности уровней остаточных ядер взяты из работ [11, 12], а сечения обратных реакций рассчитывали по программе КОП [13] с параметрами оптического потенциала из работ [14, 15].

К оценке привлекалась вся доступная экспериментальная информация из Международной библиотеки числовых данных по нейтронным сечениям (ЭКСФОР) и Международного каталога работ по нейтронной физике (СИНДА).

В приложении приведены рекомендованные значения функций возбуждения пороговых реакций для восьми ядер в диапазоне энергий налетающих нейтронов от порога до 20 МэВ (данные БОСПОР-78).

В настоящей работе проведено сравнение оцененных сечений ядерных реакций $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ и $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ из данных библиотек ENDF/B-IV, UKNDL и БОСПОР-78 (рис. I, а, б.). К сожалению, авторы не имели последней версии библиотеки ZACRSS и не провели сравнения с сечениями по данным этой библиотеки.

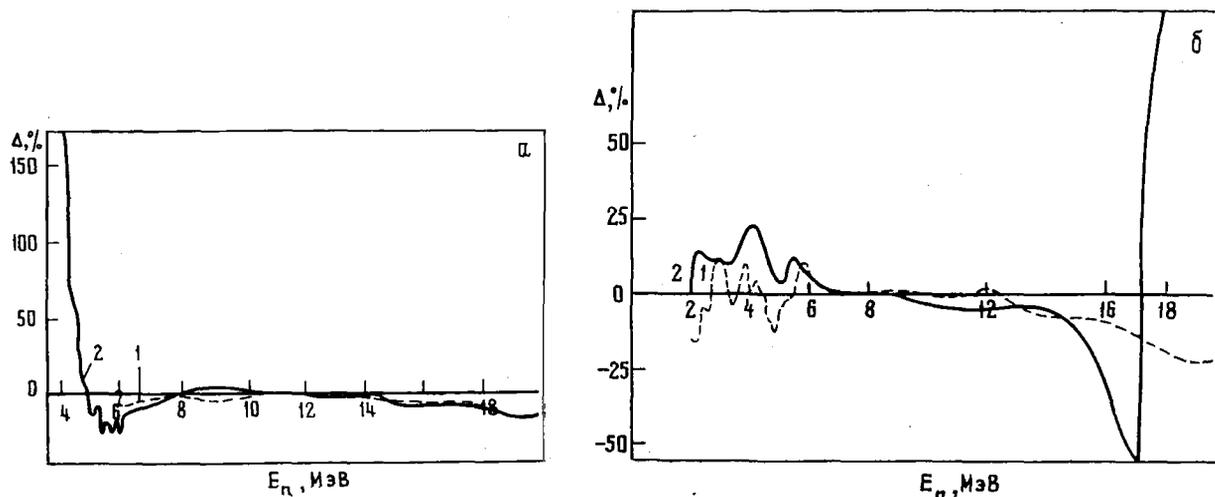


рис. I.

Относительные отклонения сечений реакций $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ (а) и $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ (б) по данным библиотек ENDF/B-IV (кривая 1), UKNDL (кривая 2) по отношению к данным библиотеки БОСПОР-78

Способ сравнения различных оцененных файлов

Идея метода, применяемого в настоящей работе для сравнительного анализа различных оценок микроскопических сечений ядерных реакций, заключается в следующем. Используя оцененные микроскопические сечения, а также экспериментальные данные по скоростям реакций, полученные для реактора с известным спектром нейтронов, восстанавливается спектр нейтронов с помощью программы GIN (автор К.И. Золотарев). В качестве исходного задается известный из эксперимента спектр, который принимается за "истинный". Критерием качества исследуемых сечений при этом служит величина

$$\delta = \frac{\varphi_{\text{в}}(E_i) - \varphi_{\text{э}}(E_i)}{\varphi_{\text{э}}(E_i)} 100\%,$$

где $\varphi_{\text{в}}(E_i)$ - значение плотности потока нейтронов при энергии E_i , восстановленное по данным скоростей реакций;

$\varphi_{\text{э}}(E_i)$ - значение плотности потока нейтронов при энергии E_i , полученное из эксперимента.

Экспериментальные данные, используемые при сравнительной оценке сечений

Сравнительная оценка данных по сечениям реакций $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ и $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ проводилась на основе результатов дифференциальных и интегральных экспериментов, выполненных на уран-гидридциркониевой критической сборке, собранной на стенде ПФ-4. Отношение ядерных концентраций водорода к ^{235}U в сборке составляло около 25.

В работе использовались данные об энергетическом спектре нейтронов в центре активной зоны критической сборки, а также данные о скоростях реакций $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ и $^{238}\text{U}(n,f)$ в этой же точке активной зоны.

Скорости всех реакций, за исключением $^{238}\text{U}(n,f)$, измерялись активационным методом по наведенной γ -активности образцов изотопов. Гамма-излучение регистрировалось планарным германий-литиевым детектором с чувствительным объемом около 5 см³. Энергетическое разрешение спектрометра составляло около 2,7 кэВ на энергии γ -квантов 122 кэВ. Из-за отсутствия подходящих образцов значение скорости реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ определялось косвенным методом из соотношения $\alpha_f^{238} = \frac{\sigma_f^{238}}{\sigma_f^{235}} \alpha_f^{235}$. Измерение отношения усредненных по спектру уран-гидридциркониевой критической сборки сечений деления изотопов ^{238}U и ^{235}U осуществлялось с помощью малогабаритных ионизационных камер деления КНТ-3 и КНТ-5. Значение скорости деления ^{235}U измерялось активационным методом по 18-кэВ γ -излучению ^{140}La .

Полные величины погрешностей в полученных значениях скоростей реакций $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ и $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ составляют 4,6% и 4,7% соответственно. Погрешности измерения скоростей остальных реакций лежат в пределах (4,6-5,5)% и для реакции $^{238}\text{U}(n,f)$ - в пределах 8,9%.

Дифференциальный спектр нейтронов в области энергий 20 кэВ - 5 МэВ взят из работы [16]. Опубликованные в этой работе данные получены благодаря использованию прямых методов нейтронной спектрометрии. При измерениях в области энергий 400 кэВ и ниже использовался водородный пропорциональный счетчик, а в области 500 кэВ и выше - спектрометр на стилибене, в области 150 кэВ - 2 МэВ - метановый пропорциональный счетчик. Спектр нейтронов в интервале энергий 4-18 МэВ был восстановлен авторами настоящей работы по активационным данным детекторов: $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ и $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$. Спектры нейтронов, полученные различными методами спектрометрии, нормировались по соответствующим перекрывающимся областям энергий. Результаты измерения спектра нейтронов в центре активной зоны уран-гидридциркониевой критической сборки в диапазоне энергий 0,1-18 МэВ приведены на рис.2.

Средняя статистическая погрешность результатов измерений, полученных прямыми методами нейтронной спектрометрии, составляет 2,4% при $E_n \approx 1$ МэВ; 5% при $E_n \approx 2$ МэВ, 7,1% при $E_n \approx 3$ МэВ, 18% при $E_n \approx 4$ МэВ и 31% при $E_n \approx 5$ МэВ. Погрешность определения спектра в интервале энергий 4-18 МэВ (область использования активационных детекторов) не превышает 15%.

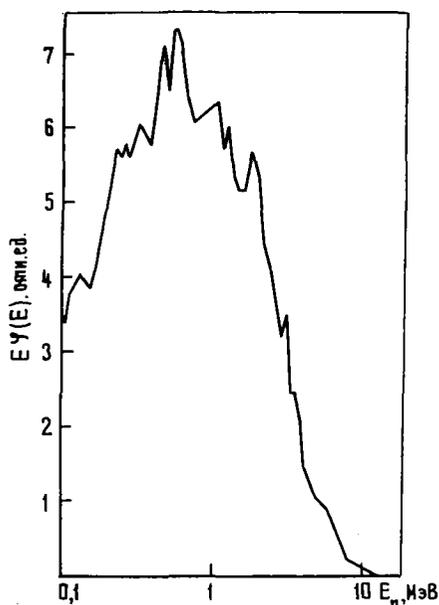


Рис.2.
Энергетический спектр нейтронов в центре уран-гидридциркониевой критической сборки

Следует отметить, что проводимое в работе [16] сравнение спектров, полученных чисто расчетным путем и из эксперимента, обнаруживает в целом удовлетворительное согласие. В области энергий 100-600 кэВ различие между спектрами составляет в среднем около 10-15%. В наиболее важной с точки зрения оценки сечений исследуемых реакций области энергий (выше 1 МэВ) согласие между расчетным и экспериментальным спектрами значительно лучше.

Методика восстановления спектра нейтронов и программа GIN

Используемая в настоящей работе методика восстановления дифференциального спектра нейтронов по измеренным значениям скоростей реакций основана на математическом методе SPECTRA, впервые разработанной авторами работы [17] и усовершенствованном авторами [18].

В описываемом методе искомый дифференциальный спектр нейтронов $\varphi(E)$ представляется в виде непрерывной кусочно-линейной функции $E\varphi(E)$, а энергетическая зависимость микроскопических сечений ядерных реакций в виде непрерывной кусочно-линейной функции $\sigma(E)/E$. В этом случае система линейных интегральных уравнений Фредгольма первого рода может быть преобразована в матричное уравнение

$$\vec{a} = Q\vec{\Phi}, \quad (1)$$

где \vec{a} - вектор-столбец из n элементов, которыми являются измеренные значения скоростей реакций a_i ;

$\vec{\Phi}$ - вектор-столбец из m элементов, которыми являются значения плотности потока нейтронов, искомые в заданных точках энергии;

Q - матрица размером $n \times m$, элементами которой являются определенные интегралы сечений реакций.

Если разделить строки матрицы Q на соответствующие элементы вектора \vec{a} и обозначить полученную матрицу через C , то уравнение (1) может быть переписано в следующем виде:

$$C\vec{\Phi} = (\vec{1}_n), \quad (2)$$

где $(\vec{1}_n)$ - вектор-столбец из n элементов, каждый из которых равен единице.

Так как обычно спектр определяется большим числом точек энергии (m), чем число имеющихся активационных данных (n), то решение уравнения (2) является математически неопределенным. Поэтому для получения физически обоснованных результатов требуется дополнительная информация. В данном случае задается исходный спектр $\varphi_0(E)$ и из спектров, удовлетворяющих уравнению (2), определяется такой спектр $\varphi(E)$, для которого функционалы

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} \left[\frac{\varphi(E) - \varphi_0(E)}{\varphi_0(E)} \right]^2 dE \quad \text{и} \quad \sum_{i=1}^n (a_{\sigma_i} - a_i)^2 \quad (3)$$

принимают одновременно минимальное значение.

Здесь E_{min} и E_{max} - нижняя и верхняя границ энергетического диапазона, в котором определяется спектр;

a_{σ_i} и a_i - вычисленные и измеренные скорости реакций на i -м изотопе в искомом спектре.

Для вывода итерационной формулы, исходя из условия (3), составим функцию ошибки Δ_1 , которая характеризует отклонения между вычисленными и измеренными в искомом спектре скоростями реакций, с одной стороны, и между искомым и начальным спектрами, с другой стороны:

$$\Delta_1 = [C\Phi_1 - (I_n)]^T F^2 [C\Phi_1 - (I_n)] + (\Phi_1 - \Phi_0)^T G^2 (\Phi_1 - \Phi_0), \quad (4)$$

где G^2 и F^2 - диагональные нормировочные матрицы ($\det G \neq 0$, $\det F \neq 0$). Целесообразно, но не обязательно выбрать эти матрицы так, чтобы элементы матрицы G представляли собой обратные величины соответствующих элементов исходного спектра, а элементы матрицы F - обратные величины относительных погрешностей измерения скоростей реакций.

Минимизирование функции Δ_1 относительно Φ_1 приводит к выражению

$$\Phi_1 = G^{-1} \underline{B} [C^T F (I_n) + G \Phi_0],$$

где $\underline{B} = (C^T C + 1)^{-1}$;

$$C = FCG.$$

Аналогично выражению (4) можно составить новую функцию Δ_2 , в которой вместо Φ_0 задается Φ_1 , а вместо Φ_1 задается Φ_2 . Минимизация осуществляется относительно следующего приближения спектра - Φ_2 . Если этот процесс повторять, то выражение для искомого спектра после k шагов будет иметь вид

$$\Phi_k = G^{-1} \underline{B} [C^T F (I_n) + G \Phi_{k-1}]. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой общую формулу итерационного процесса, который продолжается до тех пор, пока среднеквадратичное отклонение между вычисленными и измеренными значениями скоростей реакций не достигнет заданного значения. Итерационный процесс заканчивается и в том случае, когда отклонения между вычисленными и измеренными значениями скоростей реакций становятся меньше соответствующих погрешностей в экспериментальных данных по скоростям реакций.

Описанный алгоритм, включая метод управления скоростью сходимости итерационного процесса [18], реализован в программе GIN, написанной на языке ФОРТРАН-IV применительно к транслятору ЭВМ ЕС-1030 и позволяющей восстанавливать значения плотности потока нейтронов в 50 точках энергии. Максимальное число используемых реакций не может превышать 30. Данные по сечениям реакций вводятся с магнитной ленты, остальные исходные данные - с перфокарт. Длина объектного модуля программы GIN составляет примерно 32К.

Результаты сравнения сечений

Экспериментальный спектр задавался в 50 точках по энергиям от 0,1 до 18 МэВ (см. рис.2) и использовался в качестве исходного. Анализ рекомендованных сечений для реакций $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ осуществлялся по данным трех библиотек.

Были выполнены два рода сравнений. В первом случае задавалась только одна анализируемая реакция: $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ или $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ - и определялось отклонение восстановленного спектра от истинного (рис.3, а, б). Во втором случае величина отклонения определялась при одновременном задании семи реакций: $^{27}\text{Al}(n,d)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$, $^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$, $^{238}\text{U}(n,f)$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ и $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$. Для шести реакций, за исключением $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$, сечение которой бралось из библиотеки UKNDL, постоянно использовались данные библиотеки ENDF/B-IV, как наиболее распространенной. Для седьмой реакции сечения брались поочередно из сравниваемых библиотек. Относительные отклонения восстановленных в каждом из этих случаев спектров от экспериментального представлены на рис.4, а, б.

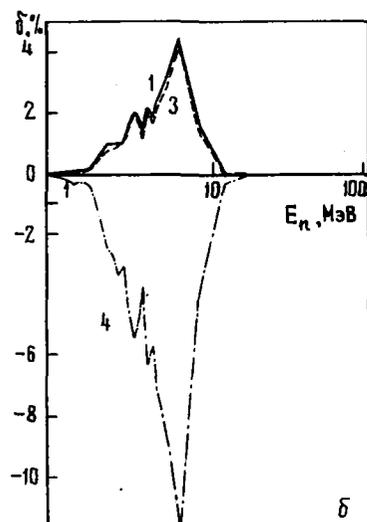
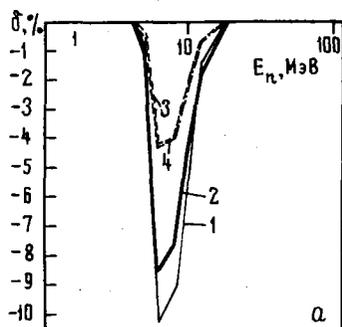


Рис.3.

Относительные отклонения спектров, восстановленных с использованием только реакций $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ (а) и $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ (б) от экспериментального спектра.

Данные: 1 - БОСПОР-78; 2 - БОСПОР-78 (корректированное сечение); 3 - ENDF/B-IV ; 4 - UKNDL

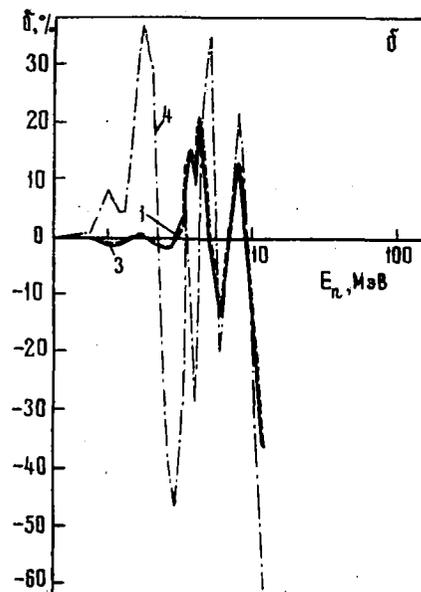
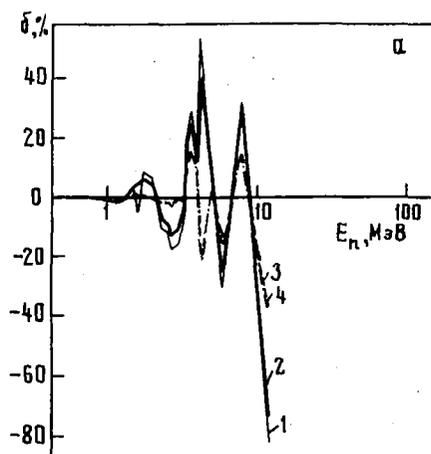


Рис.4.

Относительные отклонения спектров, восстановленных с использованием набора из семи реакций, от экспериментального спектра. Исследуются реакции $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ (а) $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ (б).

Данные: 1 - БОСПОР-78; 2 - БОСПОР-78 (корректированное сечение); 3 - ENDF/B-IV ; 4 - UKNDL

Выводы

Спектры, восстановленные с использованием данных по реакции $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ из библиотек БОСПОР-78 и ENDF/B-IV, дают минимальные отклонения от экспериментально полученного спектра. Данные по сечениям из библиотеки UKNDL дают значительно большие отклонения в восстановленном спектре в обоих случаях (^{58}Ni в наборе и отдельно) (см. рис.3,б и 4,б). В том случае, когда использовалась одна реакция $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ (см.рис.3,б), значения восстановленного спектра лежат систематически ниже по сравнению с экспериментально полученными данными. Максимум отклонения лежит в области максимума скорости реакции 3,5-4,5 МэВ. Сравнение микроскопических сечений реакции $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ показывает (см.рис.1,б), что данные библиотеки UKNDL в интервале энергий 2-8 МэВ систематически выше данных БОСПОР-78 и ENDF/B-IV. Это находится в согласии с полученными в данной работе результатами.

При активации изотопа ^{56}Fe максимум скорости реакции (n,p) приходится на интервал энергий нейтронов 6-8 МэВ. Из рис.3 видно, что спектры, восстановленные при задании только одной реакции $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, с наборами данных из трех библиотек лежат ниже экспериментального значения спектра. При этом спектр, рассчитанный по сечениям библиотеки БОСПОР, занижен больше, чем в том случае, когда используются данные по сечениям из библиотек ENDF/B-IV и UKNDL. Это также находится в согласии с данными, представленными на рис.1,а. По предварительным результатам была проведена корректировка микросечений реакции $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ (данные библиотеки БОСПОР-78) в интервале энергий от порога до 6 МэВ, что привело к некоторому улучшению описания спектра (кривая 2 на рис.3 и 4). Однако данные по этой реакции из библиотек ENDF/B-IV и UKNDL дают лучшее согласие со спектром, полученным из эксперимента, чем данные БОСПОР.

Таким образом, результаты сравнения позволяют сделать выбор и рекомендовать оцененные сечения реакции $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ из данных библиотек ENDF/B-IV или БОСПОР-78, а сечения реакции $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ - библиотек ENDF/B-IV или UKNDL.

Можно также сделать вывод о качестве сечения реакции $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ из данных библиотеки БОСПОР-78. В таком сечении не учтены нерегулярности структуры в области энергий до 8 МэВ, так как используемая при оценке методика позволяет получить только гладкую кривую функции возбуждения. Данная область энергий приходится на максимум скорости реакции в спектре уран-гидридциркониевой критической сборки, поэтому включение резонансной структуры представляется важным.

Настоящая работа носила методический характер. В дальнейшем авторы предполагают продолжить начатые исследования, включая в рассмотрение хорошо известные стандартные спектры (например, спектр деления и т.д.) и анализируя большее число реакций с тем, чтобы сделать количественные заключения о качестве сечений этих реакций в более широком диапазоне энергий.

Таким образом, предлагаемая методика может использоваться для сравнительного анализа различных дозиметрических файлов.

Список литературы

1. M a g u r n o В.А. ENDF/B-IV dosimetry file. Information analysis center report. BNL-NCS-50446, 1975.
2. U.K. Nuclear Evaluated Data. IAEA, ND5113.
3. Л а п е я с А.А. Измерение спектров нейтронов активационным методом. Рига, Зинатне, 1970.
4. G r i f f i n J.J. Phys. Rev. Letters, 1966, v. 17, p. 478.
5. В л а н н М. Ibid., 1968, v. 21, p. 1357.
6. W i l l i a m s F.C. Phys. Letters, 1970, v. 31B, p. 184.
7. С л и н е С.К., В л а н н М. Nucl. Phys., 1971, v. A172, p. 225.
8. В р а г а - М а р с а з з а н С.М., М и л а з з о - С о л л и Л. e.a. Phys. Rev., 1972, v. C6, p. 1398.

9. П л а с к и н В.И., Т р ы к о в а В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные кон-
станты, 1976, вып. 21, с. 62.
10. Б л а т т Д., В а й с к о п ф В. В кн.: Теоретическая ядерная физика. М., Изд-во иностр.
лит., 1954, с. 288.
11. F a s c h i n i U., S a e t t a - M e n i c h e l l a F. Energia Nucl., 1968, v. 15, p. 54.
12. D i l g W. e. a. Nucl. Phys., 1973, v. A127, p. 269.
13. П а щ е н к о А.Б. В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. М., Атомиздат, 1973,
вып. 20, с. 39.
14. Б ы ч к о в В.М. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975). М., 1976, ч. I, с. 160.
15. В е с с h e t t y F.D., G r e e n l e s s G.W. Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1190.
16. Б а н к р а ш к о в а М.Я. и др. Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 3, с. 260.
17. G r e e r C.L. e. a. A technique for unfolding neutron spectra from activation measurements.
Sc-RR-67-746, 1967.
18. Т у р и Л., Ф и ш е р А. RFSP: программа для определения спектра нейтронов из активационных
данных КФКИ-71-22 НРТ.Будапешт, 1971.

ПРИЛОЖЕНИЕ



ОЦЕНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИИ

E _n , МэВ	Сечение реакции, мб							
	Cr ⁵² (n,p)V ⁵²	Fe ⁵⁴ (n,p)Mn ⁵⁴	Fe ⁵⁶ (n,p)Mn ⁵⁶	Ni ⁵⁸ (n,p)Co ⁵⁸	Ni ⁶⁰ (n,p)Co ⁶⁰	Zn ⁶⁴ (n,p)Cu ⁶⁴	I ¹²⁷ (n,2n)I ¹²⁶	Tl ²⁰³ (n,2n)Tl ²⁰²
0,8	-	-	-	-	-	-	-	-
0,9	-	-	-	-	-	-	-	-
1,0	-	-	-	1,50	-	-	-	-
1,1	-	-	-	2,18	-	-	-	-
1,2	-	-	-	3,68	-	-	-	-
1,3	-	-	-	5,99	-	0,42	-	-
1,4	-	-	-	9,12	-	1,28	-	-
1,5	-	-	-	13,06	-	2,50	-	-
1,6	-	3,0	-	17,82	-	4,08	-	-
1,7	-	5,8	-	23,39	-	6,02	-	-
1,8	-	8,1	-	29,78	-	8,32	-	-
1,9	-	14,5	-	36,98	-	10,98	-	-
2,0	-	21,0	-	45,00	-	14,00	-	-
2,1	-	35,0	-	54,93	-	18,42	-	-
2,2	-	46,0	-	65,44	-	22,96	-	-
2,3	-	58,0	-	76,52	-	27,64	-	-
2,4	-	71,0	-	88,16	-	32,44	-	-
2,5	-	80,0	-	100,38	-	37,38	-	-
2,6	-	94,0	-	113,16	-	42,44	-	-
2,7	-	108,79	-	126,52	-	47,64	-	-
2,8	-	119,44	-	140,44	-	52,96	-	-
2,9	-	130,51	-	154,93	-	58,42	-	-
3,0	-	142,00	-	170,00	-	64,00	-	-
3,1	-	156,03	-	190,00	-	70,98	-	-
3,2	-	170,00	-	209,60	-	77,80	-	-
3,3	-	183,93	-	228,80	-	84,48	-	-
3,4	-	197,80	-	247,60	-	91,00	-	-
3,5	-	211,62	-	266,00	-	97,37	-	-
3,6	-	225,40	-	284,00	-	103,60	-	-
3,7	-	239,13	-	301,60	-	109,68	-	-
3,8	-	252,80	-	318,60	-	115,60	-	-
3,9	-	266,43	-	335,60	-	121,57	-	-
4,0	-	280,00	-	352,00	0,10	127,00	-	-

Продолжение приложения

E_n , МэВ	Сечения реакции, мб							
	$Cr^{52}(n,p)V^{52}$	$Fe^{54}(n,p)Mn^{54}$	$Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$	$Ni^{58}(n,p)Co^{58}$	$Ni^{60}(n,p)Co^{60}$	$Zn^{64}(n,p)Cu^{64}$	$I^{127}(n,2n)I^{126}$	$Tl^{203}(n,2n)Tl^{202}$
4,1	-	295,82	0,01	368,72	0,46	132,39	-	-
4,2	-	311,08	0,03	384,88	0,95	137,64	-	-
4,3	-	325,78	0,06	400,48	1,59	142,76	-	-
4,4	-	339,92	0,09	415,52	2,37	147,76	-	-
4,5	-	353,50	0,15	430,00	3,29	152,63	-	-
4,6	-	366,52	0,24	443,92	4,35	157,36	-	-
4,7	-	378,98	0,38	457,28	5,55	161,97	-	-
4,8	0,12	390,88	0,56	470,08	6,89	166,44	-	-
4,9	0,40	402,22	0,88	482,32	8,38	170,79	-	-
5,0	0,75	413,00	1,23	494,00	10,00	175,00	-	-
5,1	1,12	421,69	1,70	504,00	12,22	178,72	-	-
5,2	1,56	430,16	2,14	513,68	14,48	182,40	-	-
5,3	2,07	438,41	3,28	523,06	16,78	186,03	-	-
5,4	2,64	446,64	4,50	532,12	19,12	189,60	-	-
5,5	3,28	454,25	5,80	540,88	21,50	193,12	-	-
5,6	3,99	461,84	7,16	549,32	23,92	196,60	-	-
5,7	4,77	469,21	8,50	557,46	26,38	200,03	-	-
5,8	5,61	476,36	10,10	565,28	28,88	203,40	-	-
5,9	6,52	483,29	11,70	572,80	31,42	206,73	-	-
6,0	7,50	490,00	14,20	580,00	34,00	210,00	-	-
6,1	8,65	496,85	16,01	587,21	36,69	213,45	-	-
6,2	9,84	503,40	17,78	594,04	39,40	216,80	-	-
6,3	11,08	509,65	19,53	600,49	42,14	220,05	-	-
6,4	12,36	515,60	21,26	606,56	44,90	223,20	-	-
6,5	13,69	521,25	22,95	612,25	47,69	226,25	-	-
6,6	15,06	526,60	24,62	617,56	50,50	229,20	-	-
6,7	16,48	531,65	26,25	622,49	53,34	232,05	-	-
6,8	17,94	536,40	27,86	627,04	56,20	234,80	-	-
6,9	19,45	540,85	29,45	631,21	59,09	237,45	-	-
7,0	21,00	545,00	31,00	635,00	62,00	240,00	-	-
7,1	22,85	548,13	32,36	637,38	65,28	242,09	-	-
7,2	24,68	551,12	33,72	639,60	68,50	244,16	-	-
7,3	26,51	553,97	35,10	641,68	71,68	246,21	-	-
7,4	28,32	556,68	36,48	643,60	74,80	248,24	-	-
7,5	30,13	559,25	37,88	645,38	77,88	250,25	-	-

7,6	31,92	561,68	39,28	647,00	80,90	252,24	-	-
7,7	33,71	563,97	40,70	648,48	83,88	254,21	-	-
7,8	35,48	566,12	42,12	649,80	86,80	256,16	-	-
7,9	37,25	568,13	43,56	650,98	89,68	258,09	-	-
8,0	39,00	570,00	45,00	652,00	92,50	260,00	-	4,00
8,1	40,68	571,28	46,59	652,38	95,39	282,07	-	26,95
8,2	42,36	572,52	48,16	652,72	98,20	264,08	-	52,51
8,3	44,05	573,72	49,71	653,02	100,94	266,03	-	80,68
8,4	45,74	574,88	51,24	653,28	103,60	267,92	-	111,45
8,5	47,44	576,00	52,75	653,50	106,19	269,75	-	144,83
8,6	49,14	577,08	54,24	653,68	108,70	271,52	-	180,81
8,7	50,85	578,12	55,71	653,82	111,14	273,23	-	219,40
8,8	52,56	579,12	57,16	653,92	113,50	274,88	-	260,59
8,9	54,28	580,08	58,59	653,98	115,79	276,47	-	304,39
9,0	56,00	581,00	60,00	654,00	118,00	278,00	-	350,80
9,1	57,86	582,42	61,21	654,84	120,07	279,74	-	417,22
9,2	59,70	583,68	62,44	655,44	122,08	281,36	-	482,38
9,3	61,51	584,78	63,69	655,82	124,03	282,86	-	546,28
9,4	63,30	585,72	64,96	655,96	125,92	284,24	-	608,92
9,5	65,06	586,50	66,25	655,88	127,75	285,50	-	670,29
9,6	66,80	587,12	67,56	655,56	129,52	286,64	4,22	730,40
9,7	68,51	587,58	68,89	655,02	131,23	287,66	11,85	789,24
9,8	70,20	587,88	70,24	654,24	132,88	288,56	21,46	846,82
9,9	71,86	588,02	71,61	653,24	134,47	289,34	33,04	903,14
10,0	73,50	588,00	73,00	652,00	136,00	290,00	46,60	958,20
10,1	75,14	588,54	74,45	650,85	137,43	290,90	64,58	1015,00
10,2	76,74	588,76	75,92	649,40	138,80	291,60	83,99	1069,88
10,3	78,32	588,66	77,40	647,65	140,13	292,10	104,84	1122,82
10,4	79,86	588,24	78,88	645,60	141,40	292,40	127,13	1173,82
10,5	81,38	587,50	80,38	643,25	142,63	292,50	150,85	1222,90
10,6	82,86	586,44	81,88	640,60	143,80	292,40	176,01	1270,04
10,7	84,32	585,06	83,40	637,65	144,93	292,10	202,60	1315,26
10,8	85,74	583,36	84,92	634,40	146,00	291,60	230,63	1358,54
10,9	87,14	581,34	86,46	630,85	147,03	290,90	260,10	1399,88
11,0	88,50	579,00	88,00	627,00	148,00	290,00	291,00	1439,30
11,1	89,95	576,25	89,87	622,45	148,93	288,81	332,68	1472,82
11,2	91,34	573,20	91,68	617,68	149,80	287,44	373,72	1505,29
11,3	92,68	569,85	93,43	612,71	150,62	285,89	414,12	1536,71
11,4	93,96	566,20	95,12	607,52	151,40	284,16	453,88	1567,07

E _n , МэВ	Сечения реакции, мб							
	Cr ⁵² (n,p)V ⁵²	Fe ⁵⁴ (n,p)Mn ⁵⁴	Fe ⁵⁶ (n,p)Mn ⁵⁶	Ni ⁵⁸ (n,p)Co ⁵⁸	Ni ⁶⁰ (n,p)Co ⁶⁰	Zn ⁶⁴ (n,p)Cu ⁶⁴	I ¹²⁷ (n,2n)I ¹²⁶	Tl ²⁰³ (n,2n) ²⁰²
II,5	95,19	562,25	96,75	602,13	152,13	282,25	493,00	1596,39
II,6	96,36	558,00	98,32	596,52	152,80	280,16	531,48	1624,65
II,7	97,48	553,45	99,83	590,71	153,43	277,89	569,32	1651,87
II,8	98,54	548,60	101,28	584,68	154,00	275,44	606,52	1678,03
II,9	99,55	543,45	102,67	578,45	154,53	272,81	643,08	1703,14
I2,0	100,50	538,00	104,00	572,00	155,00	270,00	679,00	1727,20
I2,1	101,53	530,77	105,45	564,76	155,79	266,38	716,53	1748,86
22,2	102,48	523,56	106,80	557,44	156,44	262,72	752,92	1769,77
I2,3	103,34	516,39	108,05	550,04	156,97	259,02	788,17	1789,93
I2,4	104,12	509,24	109,20	542,56	157,36	255,28	822,28	1809,33
I2,5	104,81	502,13	110,25	535,00	157,63	251,50	855,25	1827,99
I2,6	105,42	495,04	111,20	527,36	157,76	247,68	887,08	1845,89
I2,7	105,94	487,99	112,05	519,64	157,77	243,82	917,77	1863,05
I2,8	106,38	480,96	112,80	511,84	157,64	239,92	947,32	1879,45
I2,9	106,73	473,97	113,45	503,96	157,39	235,98	975,73	1895,10
I3,0	107,00	467,00	114,00	496,00	157,00	232,00	1003,00	1910,00
I3,1	107,03	460,20	114,36	487,02	156,40	227,44	1027,96	1922,81
I3,2	107,00	453,40	114,64	478,16	155,68	222,96	1052,04	1935,17
I3,3	106,93	446,60	114,84	469,44	154,86	218,56	1075,24	1947,08
I3,4	106,80	439,80	114,96	460,84	153,92	214,24	1097,56	1958,53
I3,5	106,63	433,00	115,00	452,38	152,88	210,00	1119,00	1969,53
I3,6	106,40	426,20	114,96	444,04	151,72	205,84	1139,56	1980,07
I3,7	106,13	419,40	114,84	435,84	150,46	201,76	1159,24	1990,16
I3,8	105,80	412,60	114,64	427,76	149,08	197,76	1178,04	1999,79
I3,9	105,43	405,80	114,36	419,82	147,60	193,84	1195,96	2008,97
I4,0	105,00	399,00	114,00	412,00	146,00	190,00	1213,00	2017,70
I4,1	104,30	392,29	113,65	404,00	143,73	186,24	1227,27	2029,25
I4,2	103,60	385,56	113,20	396,20	141,48	182,56	1241,08	2039,62
I4,3	102,90	378,81	112,65	388,60	139,24	178,96	1254,43	2048,81
I4,4	102,20	372,04	112,00	381,20	137,02	175,44	1267,32	2056,82
I4,5	101,50	365,25	111,25	374,00	134,81	172,00	1279,75	2063,64
I4,6	100,80	358,44	110,40	367,00	132,62	168,64	1291,72	2069,28
I4,7	100,10	351,61	109,45	360,20	130,44	165,36	1303,23	2073,73

I4,8	99,40	344,76	108,40	353,60	I28,28	I62,16	I314,28	2077,00
I4,9	98,70	337,89	107,25	347,20	I26,13	I59,04	I324,87	2079,09
I5,0	98,00	331,00	106,00	341,00	I24,00	I56,00	I335,00	2080,00
I5,1	97,26	323,46	104,02	334,91	I21,86	I53,40	I347,64	2077,82
I5,2	96,52	316,04	102,08	329,04	II9,74	I50,80	I359,16	2074,88
I5,3	95,80	308,74	100,18	323,39	II7,64	I48,20	I369,56	2071,18
I5,4	95,08	301,56	98,32	317,96	II5,56	I45,60	I378,84	2066,72
I5,5	94,38	294,50	96,50	312,75	II3,50	I43,00	I387,00	2061,50
I5,6	93,68	287,56	94,72	307,76	III,46	I40,40	I394,04	2055,52
I5,7	93,00	280,74	92,98	302,99	IO9,44	I37,80	I399,96	2048,78
I5,8	92,32	274,04	91,28	298,44	IO7,44	I35,20	I404,76	2041,28
I5,9	91,66	267,46	89,62	294,11	IO5,46	I32,60	I408,44	2033,02
I6,0	91,00	261,00	88,00	290,00	IO3,50	I30,00	I411,00	2024,00
I6,1	90,45	254,17	86,38	286,20	IOI,36	I27,09	I415,46	2014,85
I6,2	89,88	247,56	84,80	282,60	99,28	I24,24	I418,12	2004,80
I6,3	89,31	241,19	83,28	279,20	97,27	I21,47	I419,00	1993,85
I6,4	88,72	235,04	81,80	276,00	95,32	II8,76	I418,08	1982,00
I6,5	88,13	229,13	80,38	273,00	93,44	II6,13	I415,38	1969,25
I6,6	87,52	223,44	79,00	270,20	91,62	II3,56	I410,88	1955,60
I6,7	86,91	217,99	77,68	267,60	89,87	III,07	I404,60	1941,05
I6,8	86,28	212,76	76,40	265,20	88,18	IO8,64	I396,52	1925,60
I6,9	85,65	207,77	75,18	263,00	86,56	IO6,29	I386,66	1909,25
I7,0	85,00	203,00	74,00	261,00	85,00	IO4,00	I375,00	1892,00
I7,1	84,26	198,78	72,97	259,83	83,58	IO2,10	I356,88	1873,09
I7,2	83,52	194,72	71,96	258,72	82,20	IO0,20	I338,00	1853,44
I7,3	82,80	190,82	70,99	257,67	80,88	98,30	I318,38	1833,07
I7,4	82,08	187,08	70,04	256,68	79,60	96,40	I298,00	1811,96
I7,5	81,38	183,50	69,13	255,75	78,38	94,50	I276,88	1790,13
I7,6	80,68	180,08	68,24	254,88	77,20	92,60	I255,00	1767,56
I7,7	80,00	176,82	67,39	254,07	76,08	90,70	I232,38	1744,27
I7,8	79,32	173,72	66,56	253,32	75,00	88,80	I209,00	1720,24
I7,9	78,66	170,78	65,77	252,63	73,98	86,90	II84,87	1695,49
I8,0	78,00	168,00	65,00	252,00	73,00	85,00	II60,00	1670,00
I8,1	77,36	165,70	64,40	252,06	72,21	82,79	II32,35	1639,60
I8,2	76,72	163,48	63,80	252,04	71,44	80,64	II04,40	1609,40
I8,3	76,10	161,36	63,20	251,94	70,69	78,56	IO76,15	1579,40
I8,4	75,48	159,32	62,60	251,76	69,90	76,56	IO47,60	1549,60
I8,5	74,88	157,38	62,00	251,50	69,25	74,63	IO18,75	1520,00
I8,6	74,28	155,52	61,40	251,16	68,56	72,76	989,60	1490,60

Окончание приложения

$E_n, \text{МэВ}$	Сечения реакции, мб							
	$\text{Cr}^{52}(n,p)\text{V}^{52}$	$\text{Fe}^{54}(n,p)\text{Mn}^{54}$	$\text{Fe}^{56}(n,p)\text{Mn}^{56}$	$\text{Ni}^{58}(n,p)\text{Co}^{58}$	$\text{Ni}^{60}(n,p)\text{Co}^{60}$	$\text{Zn}^{64}(n,p)\text{Cu}^{64}$	$\text{I}^{127}(n,2n)\text{I}^{126}$	$\text{Tl}^{203}(n,pn)\text{Tl}^{202}$
18,7	73,70	153,76	60,80	250,74	67,89	70,97	960,15	1461,40
18,8	73,12	152,08	60,20	250,24	67,24	69,24	930,40	1432,40
18,9	72,56	150,50	59,60	249,66	66,61	67,59	900,35	1403,60
19,0	72,00	149,00	59,00	249,00	66,00	66,00	870,00	1375,00
19,1	71,46	148,00	58,45	247,77	65,41	64,71	838,00	1345,93
19,2	70,92	147,00	57,88	246,56	64,84	63,44	806,00	1317,20
19,3	70,40	146,00	57,31	245,39	64,29	62,19	774,00	1288,83
19,4	69,88	145,00	56,72	244,24	63,76	60,96	742,00	1260,80
19,5	69,38	144,00	56,13	243,13	63,25	59,75	710,00	1233,13
19,6	68,88	143,00	55,52	242,04	62,76	58,56	678,00	1205,80
19,7	68,40	142,00	54,91	240,99	62,29	57,39	646,00	1178,83
19,8	67,92	141,00	54,28	239,96	61,84	56,24	614,00	1152,20
19,9	67,46	140,00	53,65	238,97	61,41	55,11	582,00	1125,93
20,0	67,00	139,00	53,00	238,00	61,00	54,00	550,00	1100,00

КЕРМА-ФАКТОРЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С КАРБИДОМ БОРА

И.М. Бондаренко

KERMA-FACTORS BY NEUTRON INTERACTIONS IN BORON CARBIDE. Heat generation by neutron interactions in boron carbide is calculated in the present work. Kerma-factors (kerma-kinetic energy released in materials) were calculated for neutron energies between 10^{-4} eV and 15 MeV. No major simplifying assumptions are introduced and the accuracy of the calculated kerma-factors depends only on availability and accuracy of the basic nuclear data. The ENDF/B-IV data and recent experimental information are used for the calculation of kerma-factors. Plots of these kerma-factors are presented in units of eV·b/atom and Watts·sec/(cm·n) as a function of neutron energy.

Одной из проблем проектирования ядерных энергетических установок является определение распределений радиационного тепловыделения в отражателе и защите реактора за счет потоков нейтронов и γ -квантов из активной зоны. При взаимодействии излучения с веществом происходит нагревание материала, причем вблизи активной зоны интенсивность излучения так высока, что могут возникнуть местные перегревы деталей конструкций, и это может привести к чрезмерному тепловому напряжению, поверхностному кипению или разрушению. В зависимости от величины тепловыделения в отражателе и защите разрабатываются различные варианты системы охлаждения, что влияет на компоновку, размеры и массовые характеристики всей установки.

Наилучшую оценку тепловыделения можно дать, если использовать керма-факторы (керма - кинетическая энергия продуктов реакции, выделяемая в материалах), которые определены с учетом всех возможных процессов при взаимодействии ядерного излучения с веществом. Точность керма-факторов будет определяться только точностью ядерных данных.

Энерговыведение от γ -квантов обычно вычисляется отдельно. Коэффициент поглощения энергии, необходимый для вычисления этого энерговыведения, для 100 элементов и диапазона энергий γ -излучения 0,001-100 МэВ приведен в работе [1]. Поэтому, если известен поток γ -квантов, вычисление тепловыделения не является проблемой.

Иначе обстоит дело с вычислением энерговыведения от нейтронов, так как под действием нейтронов могут протекать несколько видов реакций, в том числе с испусканием нескольких частиц, причем некоторые реакции могут быть еще плохо изучены.

В работах [2,3] разработаны теоретические модели и вычислительные методы для нахождения тепловыделения от основных ядерных данных для всех типов нейтронных реакций и в любой энергетической области. В настоящей работе при вычислении керма-факторов использовались эти методы вычисления и кроме этого учитывалось тормозное γ -излучение при замедлении β -частиц.

Тепловыделение от нейтронов в любой пространственной точке

$$H(\vec{z}) = \int_E \varphi(\vec{z}, E) K(\vec{z}, E) dE \approx \sum_{m=1}^M K_m(\vec{z}) \varphi_m(\vec{z}) \quad \text{Вт/см}^3, \quad (1)$$

где $\varphi(\vec{z}, E)$ - поток нейтронов с энергией E в точке \vec{z} ;

$\varphi_m(\vec{z})$ - поток нейтронов в точке \vec{z} для m -й энергетической группы, нейтр./(см²·с);

$K(\vec{z}, E)$ - керма-фактор материала;

$K_m(\vec{z})$ - керма-фактор материала для m -й энергетической группы, Вт·с/(см·нейтр.).

Следовательно, тепловыделение от нейтронов можно вычислить для любой системы, если известны керма-факторы для всех материалов системы и потоки нейтронов. Керма-фактор материала определяется как

$$K(E) = c \sum_j \sum_i N_j \sigma_{ij}(E) E_{ij}(E) = c \sum_j N_j k_j(E) \quad \text{Вт с/(см нейтр.)}, \quad (2)$$

где $C = 1,6021 \cdot 10^{-13}$ Вт.с/МэВ - коэффициент перевода мегаэлектрон-вольт в Вт.с;
 N_j - ядерная плотность j -го элемента (изотопа) в материале, атом/см³;
 $\sigma_{ij}(E)$ - микроскопическое сечение реакции i при энергии E для j -го элемента (изотопа), см²/атом;
 $E_{ij}(E)$ - энергия, выделяемая в i -й реакции на j -м элементе (изотопе) от нейтронов с энергией E , МэВ;
 $k_j(E) = \sum_i \sigma_{ij}(E) E_{ij}(E)$ - микроскопический керма-фактор для j -го элемента (изотопа), МэВ.б/атом.

$E_{ij}(E)$ представляет собой сумму кинетических энергий ядра отдачи, испускаемых заряженных частиц, заряженных частиц при радиоактивном распаде остаточного ядра и других процессов, таких, как внутренняя конверсия. Энергия $E_{ij}(E)$ выделяется локально, т.е. внутри незначительного расстояния от места протекания реакции. Теоретические модели и вычислительные методы нахождения $E_{ij}(E)$, которые основаны на точном решении уравнений кинематики для всех типов нейтронных реакций, приводятся в работах [2,3]. Поэтому точность вычисленных керма-факторов будет определяться наличием и точностью ядерных данных.

В настоящей работе вычислены керма-факторы для карбида бора и его изотопного состава с использованием методов работ [2,3].

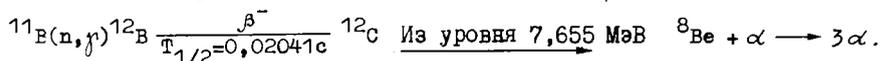
Карбид бора обладает хорошими замедляющими и поглощающими свойствами, поэтому используется как поглотитель нейтронов. Борирование бетонов [4] или других защит от нейтронов приводит к уменьшению потоков вторичных γ -квантов, что ведет к уменьшению толщины и массы защиты. Массовая плотность карбида бора равна 2,52 г/см³ [5]. В естественном боре содержится 19,78% ¹⁰B и 80,22% ¹¹B. К недостаткам карбида бора как защитного материала относится большое тепловыделение, создаваемое нейтронами. Поэтому важной задачей является расчет этого тепловыделения. Графит также является важным защитным материалом и уже получил широкое применение в ядерных реакторах в качестве замедлителя.

В работах [2,3,6] вычислены керма-факторы от нейтронов для многих элементов и материалов с учетом почти всех реакций, которые протекают в результате взаимодействия нейтронов с ядрами элементов в материалах, но использовали грубые приближения и ядерные данные старых оценок. В работе [2] при вычислении керма-факторов использовали данные оценки ENDF/B-III и тормозное γ -излучение при замедлении β -частиц [7] не учитывали. В работах [3, 6] приближенно вычисляли среднюю энергию β -частиц при радиоактивном распаде остаточного ядра, среднюю энергию испускаемых нейтронов и возбуждение остаточного ядра. Поэтому уже результаты работы [2] значительно отличаются от результатов работ [3, 6].

В настоящей работе вычислены керма-факторы для ¹⁰B, ¹¹B, ¹²C и карбида бора. При расчете использовалась самая последняя информация по ядерным данным (результаты последних экспериментов, ENDF/B-IV и Английской библиотеки оцененных нейтронных данных).

При взаимодействии нейтронов с ядрами ¹⁰B с точки зрения тепловыделения очень важную роль играет реакция ¹⁰B(n, α)⁷Li, которая дает основной вклад в тепловыделение при энергиях нейтронов до 5 МэВ и хорошо изучена при энергиях нейтронов до 1 МэВ [8]. Остальные реакции также хорошо изучены. Для расчета керма-фактора для ¹⁰B использовались ядерные данные из оценки ENDF/B-IV. Между сечением и средним косинусом упругого рассеяния по этой оценке и экспериментальными результатами работы [9] имеется расхождение для энергий нейтронов 4-8 МэВ. Расхождение в сечении упругого рассеяния достигает 6-8%, но входит в пределы ошибки эксперимента, составляющей 6-8%. На рис.1 приведен средний косинус упругого рассеяния в системе центра масс по оценке ENDF/B-IV (пунктирная кривая) и работы [9] (сплошная кривая). Расхождение составляет до 35%. Использование данных работы [9] привело к увеличению керма-фактора до 3,5% в области энергий нейтронов 4-8 МэВ.

При взаимодействии нейтронов с ядрами ¹¹B энерговыведение для энергий нейтронов до 100 эВ в основном создается в результате радиоактивного распада ¹²B:



Энерговыведение $Q_\beta = 13,37$ МэВ, $Q_{3\alpha} = 0,3801$ МэВ, $\bar{E}_\beta = 6,359$ МэВ, энергия тормозного излучения $I_\beta = 0,1524$ МэВ.

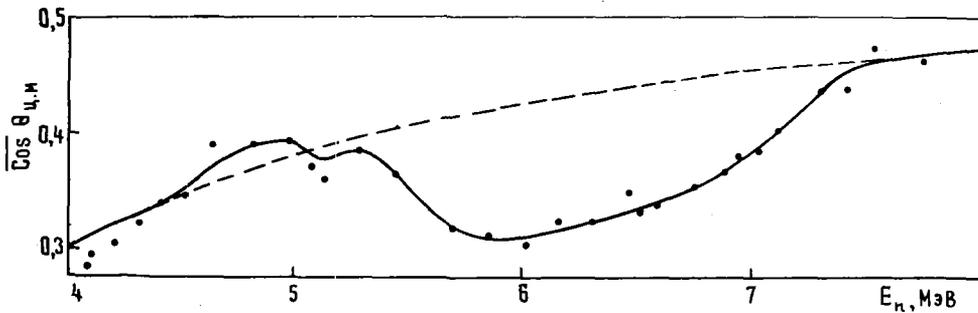


Рис.1.

Средний косинус упругого рассеяния в системе центра масс для ^{10}B

Полная выделяемая при β^- -распаде энергия с учетом энергии тормозного излучения равна 6,2123 МэВ. Для остальной области энергий нейтронов основной вклад в керма-фактор для ^{11}B дает реакция упругого рассеяния. Из-за отсутствия другой информации вся необходимая информация для вычисления керма-фактора для этого изотопа взята из работы [10].

Естественный углерод состоит из 98,892% ^{12}C и 1,108% ^{13}C , поэтому энерговыделение от ^{13}C можно не учитывать.

При взаимодействии нейтронов с ядрами ^{12}C энерговыделение создается в результате упругого и неупругого рассеяний и реакции $^{12}\text{C} (n, \alpha_0) ^9\text{Be}$ ($Q = 5,702$ МэВ). Только в последние годы исследовано упругое и неупругое рассеяния для энергий нейтронов 8-15 МэВ [11,12]. В работе [12] на основе экспериментальных результатов дана оценка всех сечений для этой области энергий нейтронов и приведено сравнение сечений упругого и неупругого рассеяний с оценками ENDF/B. Имеется значительное расхождение в этих оценках. Оценка ENDF/B-IV имеет хорошее согласие с результатами работы [13], в которой приведены данные для энергий нейтронов до 5 МэВ. При расчете керма-фактора для ^{12}C до энергий нейтронов 8 МэВ использовали ядерные данные ENDF/B-IV, а до энергий нейтронов 8-15 МэВ - ядерные данные работы [12].

На рис.2(а,б,в) приведены вычисленные керма-факторы для ^{10}B , ^{11}B и ^{12}C в единицах эВ-б/атом, а для карбида бора с естественным бором - в единицах Вт.с/(см.нейтр.) при энергиях нейтронов $10^{-4} - 1,5 \cdot 10^7$ эВ.

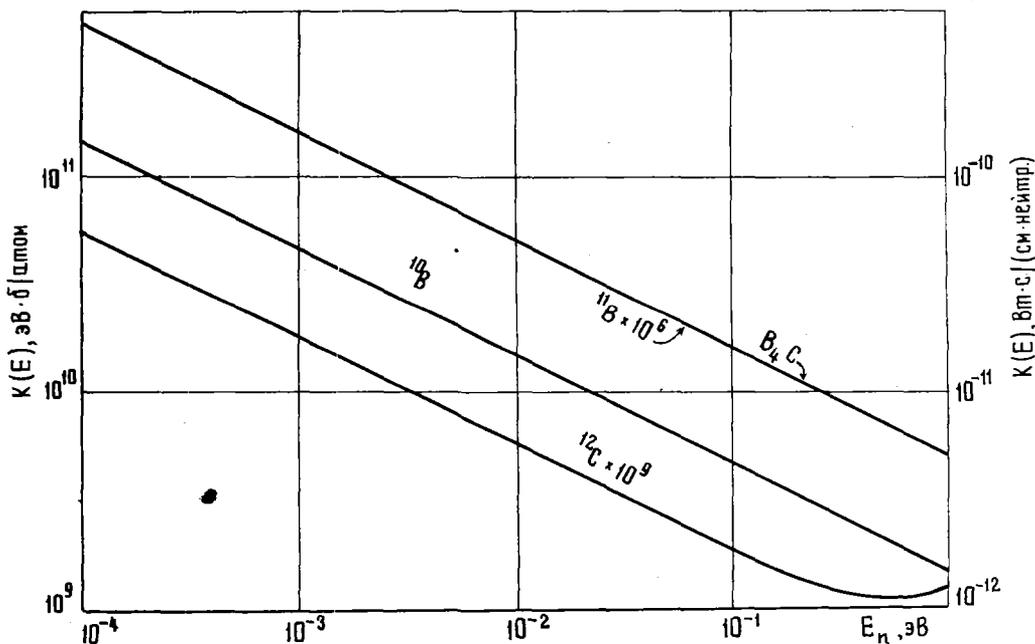


Рис.2а.

Керма-факторы для энергий нейтронов $10^{-4} - 1$ эВ

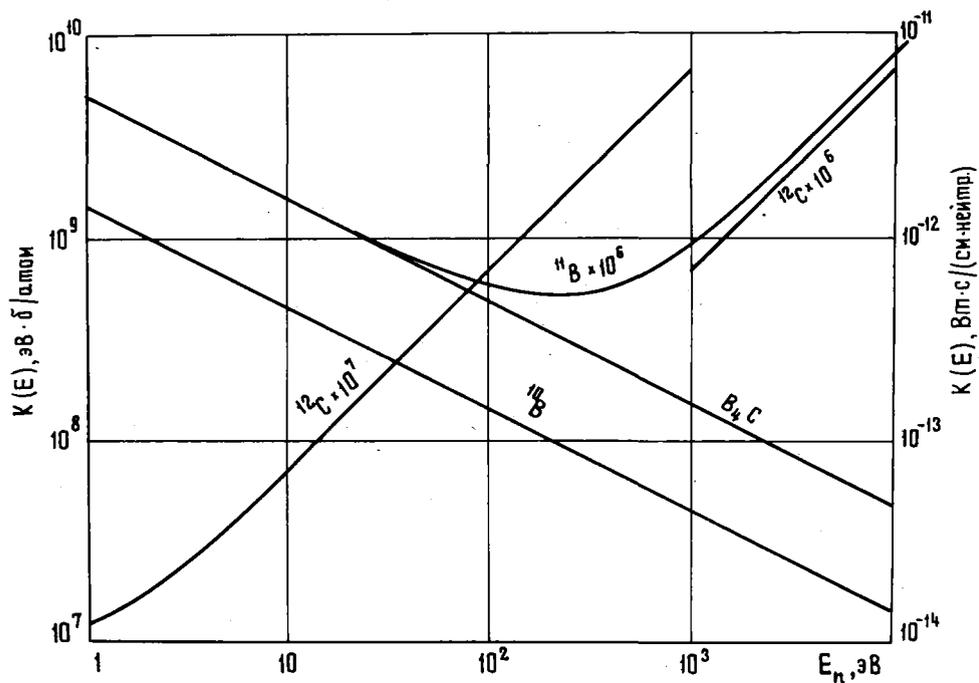


Рис.2б.
Керма-факторы для энергий нейтронов $1-10^4$ эВ

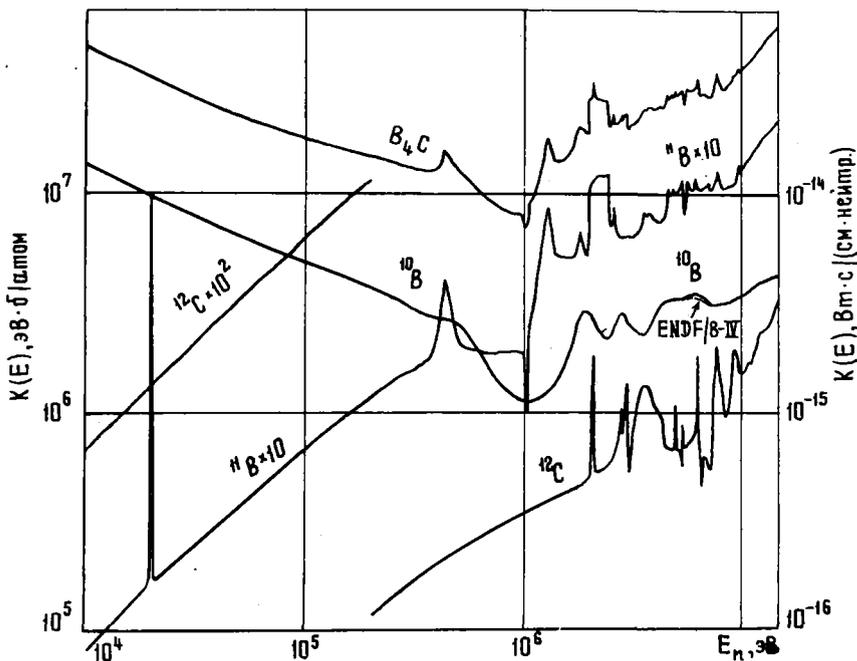


Рис.2в.
Керма-факторы для энергий нейтронов $10^4-1,5 \cdot 10^7$ эВ

Если сравнить эти вычисленные значения керма-факторов со значениями, приведенными в работе [2], то можно заметить сильное расхождение для ^{11}B и ^{12}C и удовлетворительное согласие для ^{10}B при высоких энергиях нейтронов. Для остальной области энергий нейтронов имеется также хорошее согласие.

Список литературы

1. Сторм Э., Исраэль А. Сечения взаимодействия гамма-излучения. М., Атомиздат, 1973.
 2. Abdou M.A., Maunard C.W. Nucl. Sci. and Engng, 1975, v. 56, p. 360.
 3. Ritts J.J., Solomito M., Stevens P.N. Nucl. Applic. Technol., 1969, v. 7, p. 89.
 4. Ziskind R.A., Gordon J.D., Allen G.S. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1974, v. 18, p. 379.
 5. Самсонов Г.В., Серебрякова Т.И., Неронов В.А. Бориды. М., Атомиздат, 1975.
 6. Claiborne H.C., Solomito M., Ritts J.J. Nucl. Engng and Design, 1971, v. 15, p. 232.
 7. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М., Атомиздат, 1974.
 8. Hale G.M., Young P.G., Nisley R.A. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1974, v. 18, p. 327.
 9. Knox H.D., White R.M., Lane R.O. Nucl. Sci. and Engng, 1978, v. 65, p. 65.
 10. UKNDL-DFN 49B (Английская библиотека оцененных нейтронных данных), 1973.
 11. Glasgow D.W. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 61, p. 521.
 12. Naouat G. e.a. Ibid., 1978, v. 65, p. 331.
 13. Holt R.J., Smith A.B., Whalen J.F. In: Proceedings of the Conference Washington on Nuclear Cross Section and Technology, 1975, v. 1, p. 246.
-

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА
 "ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ", 1979, вып. I (32)
 В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИМВОЛ

Element S : A	Quan- tity	Labora- tory	Compi- ler	Work- type	Energy, eV Min : Max	Reference	Date	Comments
SC 045	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
SC 045	NNP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
SC 045	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
TI 046	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
TI 046	NNP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
TI 046	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
CR 050	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
CR 050	NNP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
CR 050	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
CR 052	NP	FBI	Ø	D	4.8+6 2.0+7	YK 1(32)105	79	ZØLØTAREV+.SIG(N-E), TBL
CR 053	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
CR 054	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
FE 054	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
FE 054	NNP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
FE 054	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
FE 054	NP	FBI	Ø	D	1.6+6 2.0+7	YK 1(32)105	79	ZØLØTAREV+.SIG(N-E), TBL
FE 056	NP	FBI	Ø	D	4.1+6 2.0+7	YK 1(32)105	79	ZØLØTAREV+.SIG(N-E), TBL
FE 057	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
FE 057	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
FE 058	NP	FBI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
MN 055	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
CØ 060	RES	NIR	Ø	E	8.2+2 2.5+3	YK 1(32)19	79	ANUFRIEV+.TØF, RES PARAMS, TBL
NI 058	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
NI 058	NNP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
NI 058	NP	FBI	Ø	E	1.5+6 2.0+7	YK 1(32)105	79	ZØLØTAREV+.SIG(N-E), TBL
NI 060	NP	FBI	Ø	E	4.0+6 2.0+7	YK 1(32)105	79	ZØLØTAREV+.SIG(N-E), TBL
NI 061	NP	FBI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
NI 062	NP	FBI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
NI 064	NP	FBI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
CU 063	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
CU 063	NNP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
CU 063	N2N	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.CALCULATIONS, TBL
CU 063	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
ZN 064	NP	FBI	Ø	D	1.3+6 2.0+7	YK 1(32)105	79	ZØLØTAREV+.SIG(N-E), TBL
ZN 067	NP	FBI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
ZN 068	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
GA 069	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
GA 071	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
GE 070	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
GE 072	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
GE 073	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
GE 074	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
GE 076	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
SE 076	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
SE 077	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
SE 078	NP	FBI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL
KR 082	NP	FBI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKØV+.SIG(N-E), TBL

Element	Quantity	Laboratory	Compl-	Work-	Energy, eV	Reference	Date	Comments
S : A	:	:	ler	type	Min : Max	:	:	:
KR 084	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
RB 087	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ZR 092	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ZR 094	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
MØ 096	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
MØ 097	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
MØ 098	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
MØ 100	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
TC 099	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
RU 096	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
RU 101	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
RU 104	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
RH 103	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PD 104	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PD 105	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PD 106	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PD 108	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
CD 110	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
CD 112	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
CD 113	NP	FEI	Ø	E	1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
CD 114	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
IN 115	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
SN 116	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
SN 117	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
SN 118	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
SN 119	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
SN 120	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
SN 123	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
TE 122	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
TE 124	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
TE 126	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
TE 128	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
TE 130	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
I 127	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
I 127	N2N	FEI	Ø	D	9.6+6 2.0+7	YK 1(32)105	79	ZØLØTAREV+.SIG(N-E), TBL
XE 130	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
XE 131	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
XE 132	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
XE 134	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
GS 133	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
BA 136	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
BA 138	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
LA 139	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
CE 140	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
CE 142	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PR 141	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ND 142	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ND 143	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ND 148	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
SM 150	NP	FEI	Ø	E	1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL

Element	Quantity	Laboratory	Complier	Work-type	Energy, eV	Reference	Date	Comments
S	A				Min : Max			
SM	152	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
SM	154	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
EU	153	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
EU	151	RES	NIR	Ø	E 1.9-1 2.7+1	YK 1(32)24	79	ANUFRIEV+.RES PARAMS, TBL
EU	153	RES	NIR	Ø	E 1.7+0 3.1+1	YK 1(32)24	79	ANUFRIEV+.RES PARAMS, TBL
EU	155	RES	NIR	Ø	E 6.0-1 3.3+1	YK 1(32)24	79	ANUFRIEV+.RES PARAMS, TBL
DY	162	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
DY	163	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ER	167	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ER	168	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ER	170	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
YB	174	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
W	182	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
W	183	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
W	184	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
RE	187	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ØS	186	RES	NIR	Ø	E 2.2+1 5.3+9	YK 1(32)20	79	BELANOVA+.RES PARAMS, TBL
ØS	187	RES	NIR	Ø	E 9.5+0 7.1+1	YK 1(32)19	79	ANUFRIEV+.TØF, RES PARAMS, TBL
ØS	188	RES	NIR	Ø	E 3.9+2 5.2+2	YK 1(32)20	79	BELANOVA+.RES PARAMS, TBL
ØS	188	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ØS	189	RES	NIR	Ø	E 6.8+0 7.2+1	YK 1(32)19	79	ANUFRIEV+.TØF, RES PARAMS, TBL
ØS	190	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
ØS	190	RES	NIR	Ø	E 9.1+1 5.3+2	YK 1(32)20	79	BELANOVA+.RES PARAMS, TBL
ØS	192	RES	NIR	Ø	E 2.0+1 5.0+2	YK 1(32)20	79	BELANOVA+.RES PARAMS, TBL
IR	193	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PT	194	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PT	195	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PT	196	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
HG	198	NP	FEI	Ø	E 1.5+7	YK 1(32)27	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
HG	199	NP	FEI	Ø	E 1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
HG	200	NP	FEI	Ø	E 1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
HG	201	NP	FEI	Ø	E 1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
TL	203	NP	FEI	Ø	E 1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
TL	203	N2N	FEI	Ø	D 8.3+6 2.0+7	YK 1(32)105	79	ZØLØTAREV+.SIG(N-E), TBL
TL	205	NP	FEI	Ø	E 1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
PB	208	NP	FEI	Ø	E 1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL
BI	209	NP	FEI	Ø	E 1.4+7	YK 1(32)55	79	BYCHKOV+.SIG(N-E), TBL

Редактор Г.В.Зубова

Технический редактор С.И.Халиллулина

Корректоры: Г.Н.Балашова, Г.С.Платонова, Е.М.Спирядонова

Подписано в печать 13.03.79
 Оффсетн. печ.
 Зэк. тип. № 256

Усл. печ. л. 15,35
 7 статей

T02988

Уч.-изд. л. 13,0

Формат 60x84 1/8
 Тираж 289 экз.
 Индекс 3619

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
 119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584

УДК 539.172.4:539.172.012

РОЛЬ ПРЯМЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ АНАЛИЗЕ И ОЦЕНКЕ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ/А.Б.Игнатик, В.П.Лунев, В.Г.Проняев.-Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 1(32), с. 3-19.

Анализируются основные особенности поведения функций возбуждения низколежащих уровней ядер нейтронами и обсуждается взаимосвязь таких особенностей с параметрами оптического потенциала, используемого для их описания. Показана существенная роль прямых процессов в формировании "хвостов" функций возбуждения отдельных уровней даже при сравнительно невысоких энергиях нейтронов, а также при описании жесткой части "сплошных" спектров неупругого рассеяния нейтронов. Обсуждены методы учета соответствующих эффектов при практических оценках ядерных данных (рис. 9, табл. 2, список лит. - 55 назв.).

УДК 621.039.556

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ УРОВНЕЙ ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ -года)/В.А.Анурьев, С.И.Бабиц, А.Г.Колесов. и др.-Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 1(32), с. 19-20.

Приведены результаты измерений полных нейтронных сечений радиоактивного ^{60}Co на нейтронном спектрометре реактора СМ-2. Получено значение резонансного интеграла захвата, равное $4,0 \pm 0,76$, и оценка нейтронного сечения при $E_0 = 0,025$ эВ в пределах 6σ (список лит. - 2 назв.)

УДК 621.039.556

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ИЗОТОПОВ ОСМИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1-550 эВ/Т.С.Беланова, С.И.Бабиц, А.Г.Колесов, В.А.Поручиков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.1(32), с. 20-24.

В области энергий нейтронов 1-550 эВ методом времени пролета на реакторе СМ-2 измерено пропускание шести образцов осмия, обогащенных изотопами ^{186}Os , ^{192}Os . Методом формы определены параметры нейтронных резонансов. Найдены сечения потенциального рассеяния нейтронов. Для ^{187}Os , ^{189}Os получены величины нейтронной силовой функции, равные соответственно $(2,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$ и $(1,78 \pm 0,58) \cdot 10^{-4}$. Для ^{186}Os вычислены значения средних расстояний между уровнями и средних радиационных ширины. У четных изотопов осмия обнаружено десять ранее не наблюдававшихся резонансов (табл. 4, список лит. - 12 назв.).

УДК 621.039.556

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ УРОВНЕЙ ИЗОТОНОВ ^{153}Eu , ^{154}Eu ($T_{1/2} = 8,6$ года) и ^{155}Eu ($T_{1/2} = 4,7$ года)/Б.А.Ануфриев, А.Г.Колесов, Л.Н.Нефедов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1979, вып. I(32), с. 24-27.

Приводятся результаты измерения полных нейтронных сечений изотопов ^{153}Eu , ^{154}Eu ($T_{1/2} = 8,6$ года) и ^{155}Eu ($T_{1/2} = 4,7$ года) в области энергий нейтронов 0,07-32 эВ. Для всех уровней изотопов европия в этой области энергий методом формы рассчитаны резонансные параметры. Приведены значения резонансных интегралов захвата (табл.- 5, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ (n, p), (n, α), (n, 2n). Часть I. МЕТОДЫ РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ. Часть 2. СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ (n, p) В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ ОТ ПОРОГА ДО 20 МэВ/В.М.Бычков, В.Н.Манохин, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1979, вып. I(32), с.27-104.

Рассмотрены пороговые реакции (n, p), (n, α) и (n, 2n) в интервале энергий налетающего нейтрона от порога до 20 МэВ. Цель работы - по возможности полный обзор экспериментальной информации для ядер с $Z \geq 20$ и рассмотрение теоретических моделей протекания ядерных реакций, а также эмпирических и полумпирических систематик, используемых для оценки сечений реакций. Обзор состоит из четырех частей. В настоящем выпуске опубликованы первые две части. Часть I посвящена анализу теоретических методов описания сечений и систематик экспериментальных данных. На рисунках и в таблицах частей 2-4 приведена вся имеющаяся экспериментальная информация по сечениям реакций (n, p), (n, α) и (n, 2n) в области энергий налетающих нейтронов от порога до 20 МэВ. Учены экспериментальные данные, опубликованные до конца 1977 г. Для отдельных изотопов на рисунках проведены рекомендованные кривые, полученные с использованием теоретических моделей. В таблицах даны оцененные сечения в точке 14,5 МэВ (рис. - 46, табл. 3, список лит. - 278 назв.).

УДК 539.172.4

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕКОМЕНДОВАННЫХ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ/К.И.Золотарев, В.М.Бычков, А.Б.Пашенко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы, 1979, вып. I(32), с. 105-118.

Анализируются рекомендованные микроскопические сечения реакций $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ по оцененным данным трех библиотек: ENDF/B-IV, UKNDL и БОСПОР-78. Выводы о качестве данных сделаны путем сравнения восстановленных с помощью измеренных скоростей ядерных реакций и исследуемых сечений нейтронных спектров с экспериментально измеренными. Рекомендуется использовать сечение реакции $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ из библиотек ENDF/B-IV или UKNDL и сечение реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ из библиотек БОСПОР-78 или ENDF/B-IV. Приведены оцененные сечения библиотек БОСПОР-78 для восьми ядер в интервале энергий от порога реакции до 20 МэВ (рис. 4, табл. I, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.2:539.12.04

КЕРМА-ФАКТОРЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С КАРБИДОМ БОРА/И.М.Бондаренко.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 1(32), с. 119-123.

Вычислено тепловыделение при взаимодействии нейтронов с карбидом бора. Керма-факторы (керма - кинетическая энергия продуктов реакции, выделяемая в материалах) вычисляются для энергий нейтронов от 10^{-4} эВ до 15 МэВ. Никаких основных упрощающих предположений не вводится, и точность вычисленных керма-факторов зависит только от наличия и точности основных ядерных данных. Для вычисления керма-факторов используются оценки ENDF/B-IV и последняя экспериментальная информация (рис.2, список лит. - 13 назв.).

984

90 коп.

Индекс 3619

Вопросы атомной науки и техники.
Серия: Ядерные константы, вып. 1(32), 1979, 1—126