

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

В. Н. Кондратьев

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, ядерные реакции, идущие при участии заряженных частиц — протонов и α -частиц —, особенно часты в случае лёгких ядер, кулоновское поле которых не является непреодолимым препятствием для проникновения заряженной частицы в ядро уже при сравнительно небольшой энергии частицы. В случае тяжёлых ядер для преодоления кулоновского отталкивания заряженная частица должна обладать значительной энергией. Поэтому реакции протонов и α -частиц с тяжёлыми ядрами сравнительно редки и протекают, практически, исключительно по механизму резонансного проникновения заряженной частицы в ядро, — механизму, играющему большую роль и в случае лёгких ядер.

Выход этих реакций определяется вероятностью проникновения частицы сквозь потенциальный барьер ядра. Эта вероятность может быть вычислена теоретическим путём¹ и оказывается очень чувствительной к энергии возбуждающей частицы. Отметим, что в случае реакций дейтронов, идущих с выбрасыванием протона и обладающих сравнительно большой вероятностью, возможен и иной механизм, который был впервые предложен Оппенгеймером и Филлипсом². Согласно этому механизму, из-за сравнительно низкой энергии диссоциации дейтрона уже при неполном проникновении дейтрона в ядро под влиянием электрического поля последнего он расщепляется на протон и нейтрон; при этом протон отталкивается, а нейтрон захватывается ядром, в результате чего образуется более тяжёлый изотоп исходного элемента.

В отличие от заряженных частиц, нейтроны беспрепятственно приближаются к ядру, чему и нужно приписать большую распространённость ядерных реакций, идущих при участии нейтрона и одинаково часто наблюдающихся как в случае лёгких, так и в случае тяжёлых ядер. По этой же причине большое число экзотермических ядерных реакций идёт под действием термических нейтронов, т. е. нейтронов, находящихся в тепловом равновесии с окружающими телами.

Наряду со взаимодействием, приводящим к превращению одних ядер в другие, при соударении нейтронов с ядрами наблюдаются случаи взаимодействия, когда природа соударяющихся частиц после соударения остаётся неизменной. Эти случаи известны под названием рассеяния нейтронов. Наиболее простым из них является упругое рассеяние — явление, аналогичное удару упругих шаров. В этом случае, согласно законам сохранения энергии и количества движения, между энергией нейтрона после удара E_n и его первоначальной энергией E_n^0 имеет место следующее соотношение (ядро до удара считается неподвижным):

$$\frac{E_n}{E_n^0} = \frac{(m^2 - m_n^2) + 2m_n^2 \cos^2 \vartheta + 2m_n \cos \vartheta \sqrt{(m^2 - m_n^2) + m_n^2 \cos^2 \vartheta}}{(m + m_n)^2}, \quad (1)$$

где m и m_n — соответственно массы ядра и нейтрона и ϑ — угол рассеяния. Энергия ядра после удара E (ядро или атом отдачи) и величина E_n^0 связаны соотношением

$$\frac{E}{E_n^0} = 2 \frac{(m + m_n) - m_n \cos^2 \vartheta - \cos \vartheta \sqrt{(m^2 - m_n^2) + m_n^2 \cos^2 \vartheta}}{(m + m_n)^2} m_n. \quad (2)$$

В случае центрального удара ($\vartheta = \pi$) из (1) и (2) мы получаем

$$\frac{E_n}{E_n^0} = \left(\frac{m - m_n}{m + m_n} \right)^2. \quad (3)$$

и

$$\frac{E}{E_n^0} = \frac{4mm_n}{(m + m_n)^2}. \quad (4)$$

Заметим, что равенство (4) выражает также потерю энергии упруго рассеянного нейтрона при центральном ударе. Средняя потеря энергии, очевидно, будет равна³

$$\frac{\Delta E_n}{E_n^0} = \frac{2mm_n}{(m + m_n)^2}. \quad (5)$$

В отличие от упругого рассеяния, при неупругом рассеянии некоторая часть энергии нейтрона превращается во внутреннюю энергию бомбардируемого ядра, которое в результате соударения оказывается в возбуждённом состоянии. Как правило, такое возбуждённое ядро оказывается γ -активным. Обозначив энергию возбуждения ядра через E_r , из законов сохранения получаем следующее выражение для потери энергии нейтрона при неупругом соударении:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E_n}{E_n^0} = & \frac{2}{(m + m_n)^2} \left\{ (m + m_n) \left(1 + \frac{m}{2m_n} \frac{E_r}{E_n^0} \right) - m_n \cos^2 \vartheta - \right. \\ & \left. - \cos \vartheta \sqrt{(m^2 - m_n^2) + m_n^2 \cos^2 \vartheta - m(m + m_n) \frac{E_r}{E_n^0}} \right\} m_n, \end{aligned} \quad (6)$$

которое в случае центрального удара переходит в выражение

$$\frac{\Delta E_n}{E_n^0} = \frac{2mm_n}{(m+m_n)^2} \left(1 + \frac{m+m_n}{2m_n} \frac{E_r}{E_n^0} + \sqrt{1 - \frac{m+m_n}{m} \frac{E_r}{E_n^0}} \right). \quad (7)$$

Из сравнения выражений (4) и (7) видно, что имеющее место при неупругом рассеянии нейтронов возбуждение ядра существенно увеличивает потери энергии при рассеянии нейтронов ядрами. Эти потери относительно велики особенно в случае тяжёлых ядер, так как здесь из-за малой величины отношения масс нейтрона и ядра потери в результате упругого рассеяния (4) сравнительно ничтожны, наличие же большого числа уровней возбуждения ядра делает неупругое рассеяние весьма вероятным процессом. Поэтому замедление быстрых нейтронов в тяжёлых материалах в основном должно быть обусловлено неупругим рассеянием.

В противоположность этому, замедление нейтронов в лёгких материалах практически связано с упругим рассеянием. Таково, в частности, замедление нейтронов в содержащих водород веществах (вода, парафин). Как это явствует из формулы (5), водород является наиболее эффективным замедлителем (ввиду $m \approx m_n$). В результате N соударений с протонами среднее значение энергии нейтрона оказывается равным доле $1/2^N$ его первоначальной энергии⁴.

Отсюда, в частности, следует, что, например, нейтрон, первоначальная энергия которого составляет несколько MeV, приходит в тепловое равновесие с окружающими телами после ~ 20 столкновений с протонами.

Переходим к рассмотрению взаимодействия нейтрона с ядром, представляющего собой ядерную реакцию того или иного типа. Простейшей из этих реакций является захват нейтрона ядром, в результате которого возникает более тяжёлый изотоп данного элемента. Реакцию этого типа (захват) можно представить формулой



Здесь A обозначает массовое (атомное) число данного элемента и n — нейтрон. Изотоп с массовым числом, на единицу большим массового числа исходного изотопа, возникающий в результате захвата последним нейтрона, может быть как устойчивым изотопом данного элемента, так и радиоактивным (γ или β). Вследствие неизмеримо большей лёгкости обнаружения радиоактивных изотопов, почти во всех изученных случаях захвата вновь возникающий изотоп оказывается радиоактивным. Многочисленные примеры реакций этого типа можно найти в известных таблицах Сиборга⁵. Однако, независимо от лёгкости обнаружения радиоактивных изотопов, нужно сказать, что вследствие значительной экзотермичности реакций захвата, характеризующихся тепловым эффектом в несколько MeV, образование возбуждённых (т. е. радиоактивных) ядер, особенно в случае

тяжёлых элементов с их большим числом уровней возбуждения, представляется весьма вероятным.

Примером реакции захвата, в результате которой образуется устойчивый изотоп, может служить захват нейтрона протоном, приводящий к образованию дейтерия



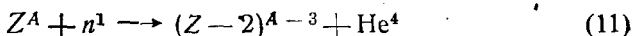
Во всех случаях стабильность вновь возникающего изотопа (как устойчивого, так и радиоактивного — метастабильного) достигается тем, что в момент захвата испускается γ -квант. Поэтому захват нейтрона представляет собой реакцию типа (n, γ) . Величина испускаемого γ -кванта (γ) может быть получена из равенства

$$E_n + c^2\Delta = E_r + E + \gamma, \quad (10)$$

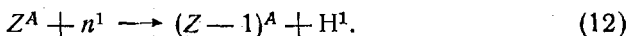
выражающего закон сохранения энергии. Здесь E_n — энергия нейтрона, Δ — дефект массы, c — скорость света, E_r — энергия возбуждения нового ядра (величина E_r может быть равной нулю) и E — его кинетическая энергия. Отметим, что γ -спектры, сопутствующие захвату нейтронов ядрами, обычно (особенно в случае тяжёлых ядер) оказываются в достаточной мере сложными. Отсюда следует, что в этих случаях возникающие при захвате нейтронов ядра находятся на различных ступенях возбуждения, либо же их энергия возбуждения испускается в виде нескольких последовательных фотонов.

Рассмотрим, далее, ядерные реакции, сопровождающиеся выбросом из ядра заряженной частицы — α -частицы (α) или протона (p), т. е. реакции типов (n, α) и (n, p) .

Эти реакции представляются формулами



и



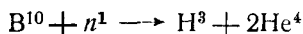
Из сравнения масс исходных и конечных частиц следует, что, за небольшим числом исключений, реакции обоих типов эндотермичны и, следовательно, должны иметь место преимущественно в случае быстрых нейтронов. Далее, благодаря наличию потенциального барьера для заряженных частиц, возникающие в результате реакций (11) и (12) α -частицы и протоны, независимо от знака энергетического эффекта реакции, всегда имеют большую или меньшую кинетическую энергию; из чего также следует большая вероятность реакции для быстрых нейтронов. По той же причине рассматриваемые реакции должны быть наиболее вероятны в случае лёгких ядер с их сравнительно невысоким потенциальным барьером. Все эти выводы подтверждаются опытом⁶.

Возникающие в результате рассматриваемых реакций ядра, так же как и ядра, возникающие при реакции (n, γ) имеют, по сравнению с исходными ядрами, большее число нейтронов, приходящихся

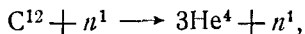
на один протон, и поэтому, как правило, оказываются электронно-активными, т. е. испытывают дальнейшее превращение типа

$$Z^A \rightarrow (Z+1)^A + e^-. \quad (13)$$

Наряду с (n, α) реакцией типа (11) известны реакции, при которых возникает несколько α -частиц. Таковы, например, реакции



и



из которых последнюю можно рассматривать так же как неупругое соударение нейтрона с ядром.

Близкой по механизму к этой реакции, повидимому, можно считать реакцию $(n, 2n)$, т. е. реакцию, отвечающую формуле

$$Z^A + n^1 \rightarrow Z^{A-1} + 2n^1. \quad (14)$$

Здесь нейтрон, не будучи захвачен ядром, сообщает ему энергию, достаточную для освобождения второго нейтрона. Ввиду значительной энергии связи нейтрона в ядре (около 8 MeV в лёгких ядрах и около 6 MeV — в тяжёлых) реакция (14) сильно эндотермична и поэтому возможна только в случае быстрых нейтронов. Так как в результате этой реакции возникают ядра с меньшим числом нейтронов по сравнению с исходными ядрами, то её продукты, как правило, оказываются позитронно-активными, т. е. испытывают превращение типа

$$Z^A \rightarrow (Z-1)^A + e^+, \quad (15)$$

хотя и электронная активность здесь не является редкостью.

Добавим, что есть экспериментальные основания предполагать в ряде элементов (Sc, F, Cu) также реакцию $(n, 3n)$, т. е. вырывание быстрым нейтроном не одного, а двух нейтронов из ядра⁶.

Отметим ещё, что продукты реакции $(n, 2n)$, очевидно, должны быть теми же, что и продукты фотореакции (γ, n) , т. е. вырывания нейтрона из ядра γ -квантом.

Наконец, последней, особенно важной ядерной реакцией, идущей при участии нейтрона, является реакция деления, в результате которой возникают две тяжёлые частицы (осколки) и несколько нейтронов (нейтроны деления).

Реакцию деления можно представить следующей формулой:

$$Z^A + n^1 \rightarrow Z_1^{A_1} + Z_2^{A_2} + \nu n^1, \quad (16)$$

где

$$Z_1 + Z_2 = Z$$

и

$$A_1 + A_2 + (\nu - 1) = A.$$

Как известно, способностью к делению обладают лишь самые тяжёлые ядра — Th, Pa, U, Np, Pu и, повидимому, все прочие трансурановые элементы. Наиболее подробно изучено деление урана. В этом случае установлено наличие двух групп осколков деления⁷: более лёгких с массами A_1 , лежащими в пределах от 80 до 115, со средним значением 97, и более тяжёлых с массами A_2 от 125 до 160 и средним значением 142. Осколки деления содержат избыточное число нейтронов и поэтому являются электронно-активными, испытывая целый ряд последовательных превращений. Некоторые из первично возникающих осколков способны также испускать нейтроны (запаздывающие нейтроны). Число нейтронов деления ν в случае урана⁸, повидимому, в среднем несколько превышает 2.

При всех реакциях деления освобождается громадная энергия (около 160 MeV), из чего следует весьма значительная экзотермичность этих реакций. Однако только в случае лёгкого изотопа урана — U^{235} (и в случае Pu) деление наблюдается при взаимодействии с нейтронами любых скоростей (вплоть до термических). В остальных же случаях (U^{238} , Th, Pa и Np) деление происходит только при взаимодействии с быстрыми нейтронами, что указывает на наличие известного порога возбуждения реакции деления в этих случаях.

Добавим, что в недавнее время были открыты случаи деления на несколько заряженных частиц, когда наряду с двумя тяжёлыми осколками деления наблюдались одна или две лёгкие частицы или одна лёгкая частица вместе с тремя тяжёлыми⁹. Эти случаи, однако, сравнительно редки.

Эффективность ядерной реакции характеризуется определённой вероятностью, являющейся функцией энергии или скорости нейтрона. Эту вероятность принято выражать через поперечное сечение реакции σ , которое определяется следующим образом. Обозначив плотность нейтронного потока, т. е. число нейтронов, попадающих ежесекундно на 1 см^2 поверхности реагента, через q , концентрацию последнего, т. е. число ядер в 1 см^3 , — через C и толщину реагирующего слоя — через dl , для числа превращений — dq в одну секунду (скорость ядерной реакции) мы будем иметь

$$-dq = \sigma C q dl. \quad (17)$$

Из этого равенства следует, что в абсолютной системе единиц поперечное сечение реакции σ должно выражаться в см^2 . Так как σ чаще всего имеет порядок величины 10^{-24} , то её удобно выражать в единицах, в 10^{24} меньших 1 см^2 .

В соответствии с тем ядерным процессом, которому отвечает данное поперечное сечение, мы будем иметь поперечное сечение рассеяния $\sigma_{\text{расс}}$, состоящее из сечений упругого ($\sigma_{\text{ур}}$) и неупругого ($\sigma_{\text{нур}}$) рассеяния

$$\sigma_{\text{расс}} = \sigma_{\text{ур}} + \sigma_{\text{нур}}, \quad (18)$$

сечение захвата $\sigma_{\text{захв}}$, сечение реакции расщепления ядра $\sigma_{\text{р}}$, по-

нимая под этой реакцией одну из следующих реакций: (n, α) , (n, p) или $(n, 2n)$, и сечение деления σ_d . Сумма этих сечений

$$\sigma = \sigma_{\text{расс}} + \sigma_{\text{захв}} + \sigma_p + \sigma_d \quad (19)$$

называется полным сечением. Как мы увидим ниже, очень часто $\sigma = \sigma_{\text{расс}}$ ($\sigma_{\text{захв}} = \sigma_p = \sigma_d = 0$) или $\sigma = \sigma_{\text{захв}}$ ($\sigma_p = \sigma_d = 0$, $\sigma_{\text{расс}} \approx 0$). Поперечные сечения определяются экспериментальным путём, но с большей или меньшей точностью могут быть также вычислены и теоретически, особенно их зависимость от скорости нейтронов. В дальнейшем мы прежде всего остановимся на теории поперечных сечений, по существу являющейся теорией ядерных реакций.

1. ТЕОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Современная теория ядерных реакций исходит из фундаментальных представлений Бора¹⁰, трактующих всякий ядерный процесс как проблему многих тел. Основанием для этого является быстрое убывание ядерных сил с расстоянием, вследствие чего посторонняя частица, в частности нейтрон, попавший в ядро или оказавшийся вблизи его поверхности, не может взаимодействовать с какой-либо одной частицей, входящей в состав ядра: его взаимодействие простирается на несколько ядерных частиц, причём величина этого взаимодействия должна быть одинакового порядка со взаимодействием между последними, так как радиус действия ядерных сил имеет тот же порядок величины, что и среднее расстояние между ядерными частицами. В результате этого энергия нейтрона, попавшего в ядро, быстро распределяется между ядерными частицами; при этом возникает сложное ядро, обладающее большей или меньшей степенью устойчивости, характеризующейся некоторым средним временем жизни τ . Величина τ определяется вероятностью такого перераспределения энергии в сложном ядре, в результате которого становится возможным тот или иной ядерный процесс. При этом, в зависимости от характера этого перераспределения энергии и концентрации её на той или иной частице, эта частица может вылететь из ядра. Если такой частицей оказывается нейтрон, мы будем иметь дело с рассеянием нейтрона, которое будет упругим рассеянием в том случае, когда получаемая нейтроном энергия будет равна энергии бомбардирующего нейтрона. Такой случай, вообще говоря, должен быть менее вероятен, чем случай, когда нейтрон получает иную, меньшую энергию; тогда рассеяние будет неупругим. В этом последнем случае энергия, равная разности между энергией бомбардирующего и вылетающего из сложного ядра нейтронов, останется в ядре в форме его энергии возбуждения. Таким образом, боровское представление о сложном ядре приводит к заключению, что неупругое рассеяние должно быть более вероятным, чем упругое — по крайней мере в случае тяжёлых ядер с их большим числом энергетических уровней и большим числом ядерных частиц.

Если энергия в сложном ядре окажется сконцентрированной на протоне или α -частице, в результате станет возможной реакция (n, p) или (n, α) . Точно так же перераспределение энергии, отвечающее возникновению возбуждённого сложного ядра, делает возможным процесс захвата, сопровождающийся излучением γ -кванта, что приводит к стабилизации сложного ядра.

Таким образом, по Бору всякий ядерный процесс нужно представлять как следующий двойной переход: начальное ядро $\rightarrow$ нейтрон $\rightarrow$ сложное ядро $\rightarrow$ конечное ядро $\rightarrow$ вылетающая частица (в частности, фотон).

Продолжительность жизни сложного ядра, возникающего в результате перехода I, вообще говоря, достаточно велика для того, чтобы оно могло обладать определёнными «виртуальными» или «резонансными» энергетическими уровнями; расположение этих уровней и свойства соответствующих им метастабильных состояний сложного ядра и определяют поперечные сечения всех ядерных реакций. Поэтому в современной квантовомеханической трактовке ядерной реакции последняя рассматривается как переход нейтрона из его первоначального состояния на различные уровни сложного ядра (I) с последующим переходом (II) в новое состояние, которое является конечным состоянием реагирующей системы. При этом, если конечное состояние нейтрона оказывается тем же, что и его начальное состояние, мы будем иметь процесс упругого рассеяния. При различных же конечном и начальном состояниях нейтрона мы имеем неупругое рассеяние, захват, или какую-либо другую ядерную реакцию. Из вышесказанного видно, что ядерная реакция, рассматриваемая как квантовомеханический процесс, имеет большую аналогию с процессами рассеяния и поглощения световых квантов. Эта аналогия, в частности, проявляется в том, что для поперечных сечений получаются формулы, напоминающие оптическую дисперсионную формулу. Согласно этим формулам, резонансные эффекты должны играть исключительно важную роль в ядерных реакциях — факт, экспериментально установленный уже в первых исследованиях взаимодействия α -частиц и протонов с ядрами, обнаруживших максимумы рассеяния и расщепления при определённых значениях энергии бомбардирующих частиц.

В волновой теории ядерных реакций монохроматический пучок нейтронов представляется волной, которой отвечает волновое число

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (20)$$

где λ — длина де-Бройлевских волн, связанная со скоростью и энергией нейтрона соотношением

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE_n}} \quad (21)$$

(m — масса нейтрона, v — его скорость). Эта волна в общем случае представляет собой совокупность частичных волн, характеризующихся квантовым числом $l = 0, 1, 2, \dots$ (s -, p -, d -, $\dots$ волны), определяющим угловой момент нейтронов

$$mvr = \frac{h}{2\pi} l = \hbar l. \quad (22)$$

Из формул (21) и (22) следует, что расстояние r , на котором нейтрон проходит от ядра, равно $r = \frac{\lambda}{2\pi} l$. Так как λ , увеличиваясь с уменьшением E_n , уже при $E_n < 0,5$ MeV становится больше радиуса ядра, то из этого соотношения следует, что только быстрые нейтроны могут попасть в ядро при $l > 0$. Поэтому частичные волны с $l > 0$ имеют существенное значение для ядерных процессов только в случае быстрых нейтронов; пучок же медленных нейтронов представляется волной с $l = 0$ (s -волна).

В этом последнем случае ($l = 0$) процесс описывается сферически-симметричной частью волновой функции нейтрона, являющейся решением уравнения Шредингера

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\varphi}{dr^2} + [E - V(r)] \varphi = 0, \quad (23)$$

где $\varphi = r\psi$, E — кинетическая и $V(r)$ — потенциальная энергии нейтрона (r — расстояние нейтрона от ядра). При $r > a$ (a — радиус ядра) $V = 0$, и уравнение (23) переходит в уравнение

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + k^2\varphi = 0 \quad (24)$$

(ввиду $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$). Решение последнего уравнения можно написать в следующем виде:

$$\varphi = r\psi = e^{-ikr} + \eta e^{ikr}. \quad (25)$$

При отсутствии поглощения $|\eta|^2 = 1$, при наличии поглощения $|\eta|^2 < 1$. У поверхности ядра функция (25) переходит в волновую функцию, отвечающую внутренности ядра и являющуюся решением сложной задачи многих тел. Это решение, полученное рядом авторов¹¹, и приводит к «дисперсионным формулам» для поперечных сечений, отвечающих различным ядерным процессам.

Ниже мы приводим упрощенный вывод этих формул по одной из последних работ Вейсскопфа с сотрудниками¹². В случае быстрых нейтронов, для которых $\frac{\lambda}{2\pi} \ll a$, максимальное поперечное сечение равно $\sigma_0 = \pi a^2$. С уменьшением энергии нейтронов величина σ_0 растёт, приближаясь к $\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi}$ при $\frac{\lambda}{2\pi} \gg a$. Действительная же величина

поперечного сечения может быть определена как максимальная, умноженная на вероятность данного процесса w , т. е.

$$\sigma = \sigma_0 w. \quad (26)$$

По определению величины η вероятность поглощения, очевидно, равна $1 - |\eta|^2$, и, следовательно, сечение поглощения напишется в виде

$$\sigma_{\text{полг}} = \sigma_0 (1 - |\eta|^2). \quad (27)$$

Напомним, что под поглощением здесь понимается один из следующих процессов: неупругое рассеяние, захват, расщепление, деление.

Далее, вероятность упругого рассеяния может быть вычислена как отношение квадратов амплитуд рассеянной и падающей волн. Часть функции φ (25), отвечающую рассеянной волне, мы найдём, вычитая из (25) волновую функцию плоской волны $e^{-ikr} + e^{ikr}$, что даёт

$$\varphi_{\text{расс}} = (1 + \eta) e^{ikr}.$$

Следовательно, вероятность упругого рассеяния будет равна $|1 + \eta|^2$, и для сечения $\sigma_{\text{ур}}$ мы получаем

$$\sigma_{\text{ур}} = \sigma_0 |1 + \eta|^2. \quad (28)$$

Вводя, далее, функцию

$$f(E) = a \frac{\varphi'_a}{\varphi_a} = f_0 - ih, \quad (29)$$

где φ'_a и φ_a — значения $\frac{d\varphi}{dr}$ и φ при $r = a$, [$h (> 0)$ и f_0 — действительные величины] из (25) и (29) мы находим

$$\eta = \frac{(x + h) - if_0}{(x + h) + if_0} e^{-2ix}, \quad (30)$$

где $x = ka$. Подставляя это выражение для η в формулы (27) и (28), мы получим после простых преобразований

$$\sigma_{\text{полг}} = 4\sigma_0 \frac{xh}{(x + h)^2 + f_0^2} \quad (31)$$

и

$$\sigma_{\text{ур}} = 4\sigma_0 \left| \frac{x}{i(x + h) - f_0} + e^{ix} \sin x \right|^2. \quad (32)$$

Из (31) и (32) видно, что резонанс имеет место при $f_0 = 0$. Поэтому значения энергии E , при которых величина f_0 обращается в нуль, можно назвать резонансной энергией сложного ядра E_r . Следовательно,

$$f_0(E_r) = 0.$$

Вблизи резонанса мы полагаем

$$f_0(E) = \left(\frac{df_0}{dE} \right)_{E_r} (E - E_r) \quad (33)$$

и, вводя следующие сокращённые обозначения

$$\Gamma_n^{(r)} = -2x : \left(\frac{df_0}{dE} \right)_{E_r} \quad (34)$$

и

$$\Gamma_a^{(r)} = -2h : \left(\frac{df_0}{dE} \right)_{E_r}, \quad (35)$$

путём подстановки (33), (34) и (35) в (31) и (32) получаем

$$\sigma_{\text{полг}} = \sigma_0 \frac{\Gamma_n^{(r)} \Gamma_a^{(r)}}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_n^{(r)} + \Gamma_a^{(r)})^2} \quad (36)$$

и

$$\sigma_{\text{ур}} = 4\sigma_0 \left| \frac{\frac{1}{2} \Gamma_n^{(r)}}{(E - E_r) + \frac{i}{2} (\Gamma_n^{(r)} + \Gamma_a^{(r)})} + e^{ix} \sin x \right|^2. \quad (37)$$

Сравнивая формулы (36) и (37) с оптическими дисперсионными формулами, а также учитывая то обстоятельство, что в основе квантовой механической теории как явлений поглощения и рассеяния света, так и ядерных процессов лежат аналогичные представления о квантовых переходах в переходной системе, входящие в эти формулы величины Γ можно интерпретировать как величины, пропорциональные вероятностям квантовых переходов: $\Gamma_n^{(r)}$ — вероятности перехода, отвечающего распаду сложного ядра с вылетом нейтрона, и $\Gamma_a^{(r)}$ — вероятности перехода, сопровождаемого излучением частицы a (в частности, γ -кванта). По существу величина $\Gamma_n^{(r)}$ представляет ту часть ширины уровня E_r , которая отвечает рассеянию нейтрона, $\Gamma_a^{(r)}$ — ширину, отвечающую поглощению нейтрона (захват, расщепление, деление ядра). Величина $\Gamma^{(r)} = \Gamma_n^{(r)} + \Gamma_a^{(r)}$, очевидно, представляет собой полную ширину уровня E_r . Член $e^{ix} \sin x$ в формуле (37) определяет так называемое потенциальное рассеяние, обусловленное конечными размерами ядра, член же $\frac{1}{2} \Gamma_n^{(r)} : \left[(E - E_r) + \frac{i}{2} \Gamma^{(r)} \right]$ — эффект резонанса. Этот эффект проявляется в том, что при энергии нейтрона, равной E_r , поперечное сечение того или иного ядерного процесса имеет более или менее резкий максимум: максимальное значение сечения очень часто превышает соответствующие значения при $E \neq E_r$ в десятки, сотни и даже тысячи раз (см. ниже).

Как можно заключить из предыдущего вывода «дисперсионных формул» (36) и (37), они должны быть справедливы лишь в непосредственной близости от точки резонанса $E = E_r$ [ввиду допущения

(33)]. Однако опыт показывает (см. ниже), что в действительности эти формулы достаточно хорошо описывают ход величины σ с энергией нейтрона в значительном энергетическом интервале — тем больше, чем дальше отстоит уровень E_r от соседних резонансных уровней. В общем же случае, когда эти уровни расположены достаточно тесно, ядерная реакция сопряжена с виртуальными переходами на несколько различных уровней сложного ядра. В этом случае могут быть получены соответствующие более общие формулы для поперечных сечений, которые имеют вид

$$\sigma_{\text{полг}} = \sigma_0 \left| \sum_r \frac{(\Gamma_n^{(r)} \Gamma_a^{(r)})^{\frac{1}{2}}}{(E - E_r) + \frac{i}{2} \Gamma^{(r)}} \right|^2, \quad (38)$$

$$\sigma_{\text{ур}} = 4\sigma_0 \left| \frac{1}{2} \sum_r \frac{\Gamma_n^{(r)}}{(E - E_r) + \frac{i}{2} \Gamma^{(r)}} + e^{ix} \sin x \right|^2. \quad (39)$$

Однако и эти формулы ещё не являются общими: они справедливы только в том случае, когда уровни сложного ядра не вырождены. В случае же вырожденных уровней выражения для поперечных сечений содержат ещё квантовые числа, определяющие квантовые состояния сложного ядра. Кроме того, как и в случае формул (36) и (37), угловой момент нейтронов предполагается равным нулю ($l=0$). При $l>0$ в выражения для поперечных сечений входит множитель $2l+1$. Добавим ещё, что виртуальные переходы в сложном ядре подчиняются определённым правилам отбора, которые существенным образом влияют на вероятности этих переходов.

В дальнейшем мы рассмотрим некоторые из тех особенностей поперечных сечений в их зависимости от энергии нейтронов, которые вытекают из «дисперсионных формул». При этом удобно отдельно рассмотреть ядерные процессы медленных и быстрых нейтронов.

Медленными нейтронами принято называть нейтроны с энергией от нескольких тысяч эВ до энергии порядка kT (сотые доли эВ, термические нейтроны). В области медленных нейтронов резонансные уровни ядра (особенно в случае лёгких ядер) не столь тесно расположены; по этой причине часто на значительном энергетическом интервале роль термов, отвечающих высоким энергетическим уровням сложного ядра, оказывается ничтожной и ход поперечного сечения с энергией достаточно хорошо описывается простыми одночленными формулами (36) и (37). Как уже указывалось выше, в случае медленных нейтронов величина σ_0 выражается формулой $\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi}$. Число l в этом случае равно нулю.

Из формул (36) и (37) прежде всего видно, что резонансный эффект наиболее ярко выражается лишь в случае процессов, связанных

с поглощением нейтронов ($\sigma_{\text{полг}}$), так как при упругом рассеянии ($\sigma_{\text{ур}}$), благодаря наличию потенциального рассеяния, зависимость поперечного сечения от величины $E - E_r$ является менее резкой. Это заключение действительно подтверждается данными эксперимента. В частности, само явление резонанса было открыто именно в результате исследования процессов поглощения нейтронов — реакций захвата (резонансный захват), где оно выражено особенно ярко. Далее, из формулы (36), также в полном согласии с опытом, следует, что

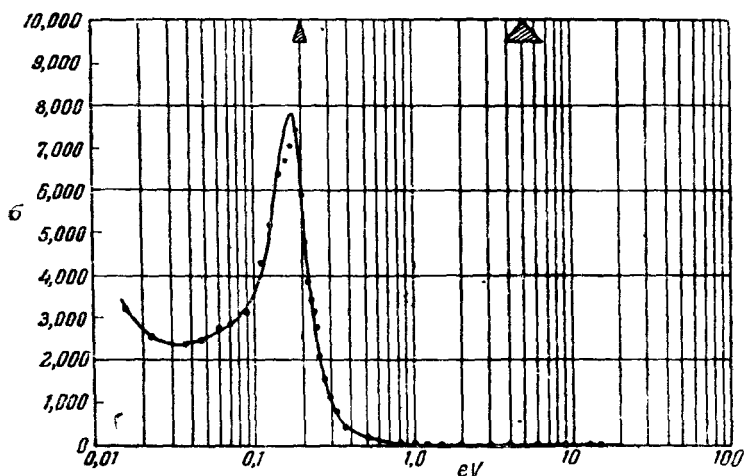


Рис. 1. Полное поперечное сечение кадмия (по Цинну).

эффект резонанса должен быть особенно резким в случае медленных нейтронов. Действительно, в этом случае в точке резонанса ($E = E_r$) величина $\sigma_{\text{полг}}$ должна быть порядка (при $\Gamma_n^{(r)}$, не сильно отличающемся от $\Gamma_a^{(r)}$) $\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi} \gg \pi a^2$, откуда и получаются те большие значения величины $\sigma_{\text{полг}}$, которые характерны для резонансного эффекта.

Для иллюстрации эффекта резонанса мы приводим (рис. 1) результаты измерения полного поперечного сечения кадмия для медленных нейтронов¹³. Кривая рис. 1 построена по формуле

$$\sigma = \sigma_r \frac{\Gamma^2 \left(\frac{E_r}{E} \right)^{\frac{1}{2}}}{4(E - E_r)^2 + \Gamma^2} \quad (40)$$

при следующих значениях входящих в неё констант: $E_r = 0,180$ eV, $\Gamma = 0,122$ eV и $\sigma_r = 7800$. Формула (40) может быть легко получена из формул (36) и (37). Действительно, пренебрегая потенциальным

рассеянием, из этих формул мы получим для $\sigma = \sigma_{\text{полг}} + \sigma_{\text{ур}}$ выражение

$$\sigma = \sigma_0 \frac{4\Gamma_n}{4(E - E_r)^2 + \Gamma^2} \quad (41)$$

Далее, ввиду отсутствия явной зависимости функции f_0 , как и её производной, от величины $x = ka = \frac{2\pi a}{\lambda}$ мы имеем $\Gamma_n \sim \frac{2\pi}{\lambda}$ (34) и, следовательно, $\sigma_0 \Gamma_n \sim \frac{\lambda}{2\pi} \sim E^{-\frac{1}{2}}$. Таким образом, вводя величину σ_r , представляющую собой поперечное сечение в точке резонанса ($E = E_r$), мы и приходим к формуле (40). Добавим, что максимальное значе-

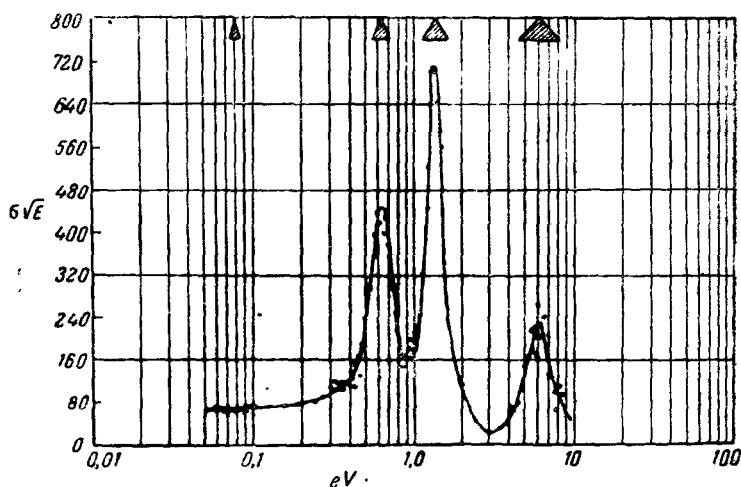


Рис. 2. Полное поперечное сечение иридия (по Штурму).

ние поперечного сечения $\sigma = \sigma_r = 7800$ является для природного кадмия некоторой средней величиной. Так как в действительности ^{113}Cd резонансный уровень 0,180 принадлежит изотопу кадмия 113, содержащемуся в природном кадмии в количестве 12,3%, то в расчёте на этот изотоп мы получаем $\sigma_r = 63\,400$.

На рис. 2 приведены измеренные значения величины $\sigma \sqrt{E}$ (E в eV) в зависимости от энергии нейтронов для иридия ^{191}Ir , который в интервале 0,3 — 10 eV имеет три резонансных уровня: $E_r = 0,635$ eV, 1,35 eV и 6,0 eV. Этим уровням отвечают следующие значения величины σ_r : 543, 612 и ~ 95 .

Далее, как это явствует из формулы (40), при $E \ll E_r$, т. е. в области малых энергий, сечение σ должно быть обратно пропорциональным $E^{\frac{1}{2}} \sim v$ (скорость нейтронов), что в ряде случаев было

установлено экспериментально для более или менее широкого интервала энергии нейтронов. В частности, закономерность

$$\sigma \sim \frac{1}{v} \quad (42)$$

в случае иридия отчётливо выступает на рис. 2 при значениях энергии $E < 0,2$ eV, когда величина $\sigma \sqrt{E} \sim \sigma v$ сохраняет практически постоянное значение. Нужно, однако, отметить, что простая закономерность (42) наблюдается сравнительно редко. Чаще всего в области малых значений энергии имеет место линейная зависимость σ от $\frac{1}{v}$, т. е. зависимость вида

$$\sigma \sim \frac{1}{v} + \text{const.} \quad (43)$$

Наличие постоянного слагаемого, повидимому, нужно приписать эффекту потенциального рассеяния, не учитываемого формулой (40). Как, правило, линейная зависимость между величинами σ и $\frac{1}{v}$ (или $E^{-\frac{1}{2}}$) распространяется на область энергии от ~ 1 eV до сотых долей eV (тепловые нейтроны), однако в случае отсутствия низких резонансных уровней она охватывает и область в несколько сот eV (например, в Li). Вообще нужно ожидать, что закон (42) или (43) должен быть наиболее отчётливо выражен в случае лёгких ядер. В случае же тяжёлых ядер с их тесно расположенными энергетическими уровнями этот закон выполняется только в узком интервале энергий.

Отметим ещё, что в случае тех реакций расщепления и деления ядра, которые сопряжены с преодолением нейтроном потенциального барьера, величина $\Gamma_a^{(v)}$, определяющая вероятность соответствующего процесса, естественно оказывается равной нулю, когда энергия нейтрона недостаточна для осуществления данного процесса; сечение $\sigma_{\text{полг}}$ для медленных нейтронов в этом случае равно нулю и становится отличным от нуля только начиная с энергии нейтрона, равной или большей порога возбуждения данной реакции.

Такого рода зависимость величины $\sigma_{\text{полг}}$ от энергии нейтрона имеет место, в частности, в случае деления Th^{232} , U^{238} и Np^{237} . Порог возбуждения деления тория, повидимому, лежит около 1,7 MeV, U^{238} — около 0,7 MeV¹⁶ и Np^{237} — около 0,2 MeV¹⁷. Зависимость сечения деления нептуния от энергии нейтронов представлена на рис. 3. Нужно, однако, сказать, что вообще зависимость сечения от энергии для нейтронных реакций (функция возбуждения реакции) экспериментально изучена очень мало.

Как мы видели, резонансные эффекты играют исключительно важную роль в ядерных процессах медленных нейтронов. С увеличением энергии нейтронов, особенно при $E_n > 1$ MeV эти эффекты

становятся всё менее и менее существенными, так как при больших энергиях ширина энергетических уровней сложного ядра становится сравнимой с расстояниями между уровнями и даже превышает эти расстояния, в результате чего отдельные уровни перестают быть различимыми. Такое размытие уровней имеет место при тем меньшей энергии, чем тяжелее ядро. Поэтому, переходя к рассмотрению ядер-

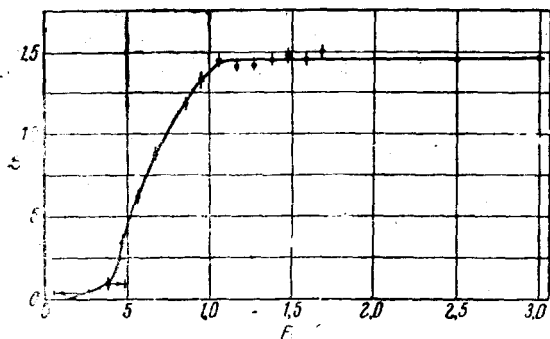


Рис. 3. Сечение деления нептуния 237 в зависимости от энергии нейтронов (по Клема).

ных реакций быстрых нейтронов, мы ограничимся случаем тяжелых ядер, где указанная особенность уровней сложного ядра выражена наиболее ярко.

В этом случае дисперсионная формула для поперечных сечений, естественно, не имеет смысла, и теоретическое рассмотрение ядерных процессов должно исходить из иных предпосылок.

Здесь особенно удобным оказывается статистический метод, наиболее детально развитый в работе Вейсскопфа и Эвинга¹⁸, посвященный вопросу о выходе ядерных реакций в случае частиц с энергией большей 1 MeV, и ядер с массой, большей 50. Эту работу мы и положим в основу дальнейшего изложения.

Исходя из боровского представления о двухстадийности ядерного процесса (двойной переход, см. выше), поперечное сечение для реакции $Y(n, b)Y'$, где Y — исходное и Y' — конечное ядро и $b = n, p, \alpha$ или γ , мы представим в виде следующего произведения:

$$\sigma(n, b) = \pi a^2 \xi_n(E_n) \eta_b(E_n + \varepsilon_n). \quad (44)$$

Здесь ξ_n — вероятность обмена энергии нейтрона с ядром, отвечающая образованию сложного ядра ($Y + n$), и η_b — относительная вероятность испускания частицы b сложным ядром, энергия возбуждения которого равна $E_n + \varepsilon_n$, если ε_n — энергия связи нейтрона в сложном ядре. Величина ξ_n , очевидно, должна увеличиваться с энергией нейтрона, приближаясь к 1, так как достаточно быстрый нейтрон, достигнув ядра, имеет возможность взаимодействовать со всеми частицами, входящими в состав последнего. По Вейсскопфу и Эвингу $\xi_n \approx 1$ при $E_n > 1$ MeV.

Тут же отметим, что, так как поперечное сечение упругого рассеяния быстрых нейтронов, очевидно, равно

$$\sigma_{\text{ур}} = \pi a^2 (1 - \xi_n), \quad (45)$$

то, ввиду $\xi_n \approx 1$, упругое рассеяние быстрых нейтронов тяжёлыми ядрами должно составлять лишь малую часть от их полного сечения σ , являющегося величиной, близкой к πa^2 (это рассуждение не учитывает потенциальное рассеяние).

Что касается относительной вероятности η_b , то в предположении, что она не зависит от того, как образовалось сложное ядро, можно положить

$$\eta_b = \Gamma_b : \sum_{b'} \Gamma_{b'}, \quad (46)$$

где Γ_b — среднее значение частичной ширины уровня, отвечающей испусканию частицы b сложным ядром (пропорциональное вероятности испускания), и $\sum_{b'} \Gamma_{b'} = \Gamma$ — полная ширина уровня. Согласно

Вейскопфу и Эвингу, каждая из величин Γ_b может быть выражена, как

$$\Gamma_b = f_b(E_n + \varepsilon_n - \varepsilon_b) : \omega(E_n + \varepsilon_n), \quad (47)$$

где f_b — функция одной только разности энергий $E_n + \varepsilon_n - \varepsilon_b$ (ε_b — энергия связи частицы b в сложном ядре), а ω — плотность уровней сложного ядра при энергии возбуждений $E_n + \varepsilon_n$. Подстановка (47) в (46) даёт

$$\eta_b = f_b(E_n + \varepsilon_n - \varepsilon_b) : \sum_{b'} f_{b'}(E_n + \varepsilon_n - \varepsilon_{b'}). \quad (48)$$

Заметим, что разность $\varepsilon_b - \varepsilon_n$ равна порогу возбуждения реакции (n, b).

В зависимости от характера этой реакции мы будем иметь: f_n в случае рассеяния нейтронов — (n, n), f_p и f_α — в случае реакций расщепления (n, p) и (n, α), f_γ — в случае захвата нейтрона ядром — (n, γ) и f_d — в случае деления ядра. Как уже указывалось выше, деление наблюдается лишь в ограниченном числе случаев — у наиболее тяжёлых элементов; в случае же остальных элементов $f_d = 0$ (если не иметь в виду очень быстрых нейтронов). Сравнивая, далее, функции f_p и f_α с функцией f_n , мы должны заключить, что они должны быть сравнительно малы, особенно f_α , так как выброс заряженной частицы ядром сопряжён с преодолением потенциального барьера (кулоновское отталкивание), который особенно высок в случае тяжёлых ядер и α -частиц: отсюда и следует малая вероятность этих процессов по сравнению с процессом (n, n). По этой причине, а также имея в виду тот экспериментальный факт, что, в отличие от (n, p)-реакций, реакция (n, α) наблюдается только в случае лёгких ядер, в дальнейшем мы будем считать $f_\alpha = 0$. Таким образом, мы имеем

$$\sum_{b'} f_{b'} = f_\gamma + f_p + f_n \quad (49)$$

и, соответственно, для сечений захвата — $\sigma_{\text{захв}}$, реакции расщепления — σ_p и неупругого рассеяния — $\sigma_{\text{нур}}$ получим:

$$\sigma_{\text{захв}} = \pi a^2 n \frac{f_i}{f_i + f_p + f_n}, \quad (50)$$

$$\sigma_p = \pi a^2 n \frac{f_p}{f_i + f_p + f_n} \quad (51)$$

и

$$\sigma_{\text{нур}} = \pi a^2 n \frac{f_n}{f_i + f_p + f_n}. \quad (52)$$

Суммируя эти выражения с (45), получаем для полного сечения $\sigma = \sigma_{\text{ур}} + \sigma_{\text{нур}} + \sigma_{\text{захв}} + \sigma_p$

$$\sigma = \pi \lambda^2. \quad (53)$$

Следовательно, полное сечение в случае тяжёлых ядер и быстрых нейтронов, где эффект резонанса отсутствует, должно равняться геометрическому сечению ядра. Сечения же, отвечающие отдельным процессам, определяющим величину σ , как это следует из формул (45), (50), (51), (52), всегда меньше геометрического сечения.

В рассматриваемой работе Вейсскопф и Эвинг вычисляют значения величин f_i , f_p и f_n в функции от энергии сложного ядра для Cu ($Z=29$), Zr ($Z=40$) и Sn ($Z=50$). Из их вычислений следует, что f_i на несколько порядков меньше f_p , f_p же на несколько порядков меньше f_n . Ввиду такого соотношения между величинами f_i , f_p и f_n сечение захвата и сечение реакции (n, p) должны быть малы по сравнению с сечением неупругого рассеяния быстрых нейтронов, что находится в полном согласии с опытом (см. ниже). Что же касается сечения неупругого рассеяния, то согласно формуле (52) оно должно быть порядка $\pi \lambda^2$. Неупруго рассеянные нейтроны, согласно вычислениям Вейсскопфа и Эвинга, имеют распределение энергии, напоминающее максвелловское, как это видно из рис. 4, на котором кривая I изображает распределение нейтронов (по энергиям), рассеянных ядром Cu и имеющих первоначальную энергию в 6 MeV, кривая же II — распределение энергии по Максвеллу.

Добавим ещё, что в том случае, когда энергия возбуждения, остающаяся в ядре в результате неупругого рассеяния достаточно быстрого нейтрона, превосходит энергию связи нейтрона ε_n , ядром может быть испущен второй нейтрон [реакция ($n, 2n$)]. Для поперечного сечения этой реакции Вейсскопф и Эвинг дают следующую приближённую формулу:

$$\sigma(n, 2n) = \pi a^2 \left[1 - \left(1 + \frac{\Delta E_n}{\varepsilon_n} \right) e^{-\frac{\Delta E_n}{\varepsilon_n}} \right], \quad (54)$$

где

$$\Delta E_n = E_n - \epsilon_n' \text{ и } \Theta = 2 \sqrt{\frac{5E_n}{A}} \quad (E_n \text{ в MeV}),$$

полученную в предположении максвелловского распределения скоростей неупруго рассеянных нейтронов при температуре Θ .

II. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ СЕЧЕНИЙ

Измерения поперечных сечений, отвечающих тем или иным ядерным процессам, вызываемым нейтронами, всегда сводятся к измерению концентрации нейтронов (n) или нейтронных потоков (q), которое в случае сечений захвата, расщепления или деления ядра должно быть дополнено измерением абсолютной величины скорости данного процесса. Измерения величин n и q заключаются в измерениях того или иного вызываемого нейтронами эффекта. При этом, в случае быстрых нейтронов чаще всего используют ионизирующее действие ядер отдачи, возникающих при упругом соударении нейтрона и ядра: на своём пути в материальной среде ядро отдачи, обладающее достаточной кинетической энергией, создаёт то или иное число ионов, которые в случае ионизационной камеры, применяемой в качестве индикатора нейтронов, регистрируются в виде импульса тока или напряжения, усиливаемого с помощью специальных радиотехнических усилителей и передаваемого либо на электромеханический счётчик импульсов, либо на осциллограф с одновременной фотографической записью. Измеряемое таким путём число импульсов соответствует числу ядер отдачи, в свою очередь пропорциональному числу нейтронов, попадающих в ионизационную камеру за данный промежуток времени, т. е. величине нейтронного потока q . С целью получения ядер отдачи с максимальной энергией ионизационные камеры обычно наполняются лёгкими газами — водородом или гелием. В камере Вильсона, применяемой для регистрации нейтронов, пути (треки) ядер отдачи становятся видимыми благодаря образованию капель на ионах, служащих центрами конденсации. Подсчёт числа треков здесь и даёт число ядер отдачи, пропорциональное числу попадающих в камеру нейтронов. Для регистрации нейтронов применяются также толстослойные эмульсии. Треки возникающих в них протонов отдачи становятся видимыми благодаря их фотографическому действию и могут быть сосчитаны (под микроскопом).

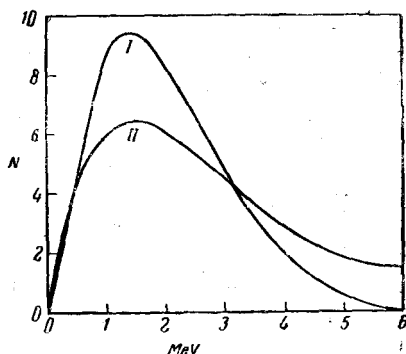


Рис. 4. Распределение энергии нейтронов, рассеянных ядром меди (по Вейсскопфу и Эвингу).

Наряду с ядрами отдачи с их ионизирующим или фотографическим действием, для регистрации быстрых нейтронов нередко применяются также те или иные ядерные реакции. Измерения выхода этих реакций дают величину, пропорциональную числу падающих нейтронов. Обычно выход измеряется по величине электронной, позитронной или γ -активности, обусловленной возникающими в результате реакции радиоактивными ядрами. Примером такой реакции может служить реакция $C^{12}(n, 2n)C^{11}$, в результате которой возникает позитронно-активный изотоп углерода C^{11} с периодом полураспада в 20,5 минуты. Порог этой реакции составляет 20,4 MeV. Следовательно, с помощью этой реакции регистрируются нейтроны с энергией $E_n > 20,4$ MeV. Другим примером является деление тория, в результате которого в числе других осколков деления образуется β - и γ -активный иод I^{130} с периодом полураспада 12,6 часа. Порог этой реакции составляет $\sim 1,7$ MeV. Часто выход реакции деления, применяемой для измерения нейтронных потоков, определяется по числу импульсов в содержащей делящийся элемент ионизационной камере, обусловленных ионизирующим действием осколков деления.

В случае медленных нейтронов ядра отдачи получают лишь незначительную энергию, недостаточную для сколько-нибудь заметной ионизации, обладают ничтожной длиной пробега и поэтому не могут быть использованы для измерения концентрации нейтронов. По этой причине здесь применяются исключительно ядерные реакции, скорость которых, пропорциональная числу падающих нейтронов, как и в случае быстрых нейтронов, измеряется по активности возникающих в результате реакции радиоактивных ядер.

Как видно из предыдущего, с помощью всех упомянутых методов измерения концентрации нейтронов или нейтронных потоков непосредственно измеряются лишь относительные значения величин n и q . Для получения с помощью этих методов абсолютных значений этих величин необходимо знать поперечные сечения тех процессов, которые лежат в основе данного метода измерения, т. е. сечения рассеяния в случае использования ядер отдачи или сечения той реакции, которая используется для измерений числа нейтронов. Эти сечения должны быть известны для той именно энергии, какую имеют измеряемые нейтроны.

Таким образом, задача измерений чисел n или q , как и задача измерений абсолютных скоростей ядерных процессов, т. е. задача измерения поперечных сечений (за некоторыми исключениями, см. ниже), в конечном итоге сводится к измерению абсолютной величины числа нейтронов. Эта последняя задача решается следующим путём. Применяя замедлители, в качестве каковых используют содержащие водород вещества, чаще всего парафин или воду, замедляют подлежащие измерению нейтроны до очень медленных (в частности, термических), которые затем поглощаются тем или иным веществом, вступающим с ними в реакцию. Вещество-индикатор подбирают

таким, чтобы результатом этой реакции явился радиоактивный элемент: в этом случае измерение абсолютной величины интенсивности излучения последнего и даёт непосредственно искомое число нейтронов, так как каждый медленный нейтрон, как правило, вступающий с данным ядром в реакцию только одного типа, даёт один радиоактивный атом. В качестве веществ-индикаторов применяются марганец, который в результате реакции (n, γ) даёт электронно-активный изотоп Mn^{56} с полупериодом в 2,59 часа, иод, дающий также в результате (n, γ) -реакций электронно-активный изотоп I^{128} с полупериодом в 25 минут, и другие элементы. Зная число падающих на индикатор нейтронов и абсолютную величину вызванной ими активности индикатора, нетрудно определить отвечающее данной реакции значение поперечного сечения.

Исключение здесь составляет полное сечение σ , для определения которого достаточно измерения относительных концентраций или потоков нейтронов. В принципе определение величины σ осуществляется следующим образом. Исследуемое вещество помещается между источником нейтронов и индикатором, каковым является какое-либо вещество, реагирующее на нейтроны данной энергии, или ионизационная камера. Если q_0 — нейтронный поток, т. е. число нейтронов, ежесекундно испускаемых источником и попадающих на индикатор в отсутствие исследуемого вещества, а q — поток, отмечаемый индикатором при наличии этого вещества, т. е. поток, ослабленный благодаря рассеянию и поглощению нейтронов в исследуемом веществе, то мы будем иметь

$$q = q_0 e^{-\sigma Cl}, \quad (55)$$

где C — число атомов исследуемого вещества в 1 см^3 и l — толщина этого вещества. Следовательно, искомое полное сечение σ мы найдём, как

$$\sigma = \frac{1}{Cl} \ln \frac{q_0}{q}, \quad (56)$$

т. е. для его определения достаточно измерить нейтронные потоки q_0 и q в любых относительных единицах.

Как уже сказано, для измерения остальных поперечных сечений необходимо определение абсолютной скорости соответствующего процесса (наряду с определением величины нейтронного потока). В случае реакции захвата (n, γ) сечение $\sigma_{\text{захв}}$ определяется путём измерения абсолютной величины полной активности возникающего в результате этого процесса радиоактивного изотопа. Взяв за меру активности полное число возникающих радиоактивных атомов N и приравнявая это число числу поглощённых нейтронов, равному $q_0 \sigma_{\text{захв}} Cl$, из равенства

$$\sigma_{\text{захв}} = \frac{1}{Cl} \frac{N}{q_0} \quad (57)$$

или из более точного равенства

$$\sigma_{\text{захв}} = -\frac{1}{Cl} \ln \frac{q_0 - N}{q_0} \quad (58)$$

находят величину $\sigma_{\text{захв}}$. В том случае, когда число рассеянных нейтронов можно учесть и когда нейтроны данной энергии способны возбудить только одну реакцию, отвечающую этой реакции величина $\sigma_{\text{захв}}$ может быть определена из формулы (56), где q обозначает нейтронный поток, ослабленный поглощением.

Аналогичным способом определяются и величины σ_p и σ_α . Абсолютная скорость реакции (n, p) или (n, α) обычно определяется по числу протонов или α -частиц, регистрируемых с помощью ионизационной камеры или камеры Вильсона. Этот метод, естественно, применим только в случае веществ, находящихся при комнатной температуре в газообразном состоянии (в виде элементарного газа или какого-либо летучего соединения). Обычный метод определения абсолютной скорости реакции деления заключается в измерении числа импульсов, обусловленных осколками деления и наблюдаемых в ионизационной камере с электродами, покрытыми тонким слоем исследуемого вещества.

Одним из наиболее надёжных методов определения сечения рассеяния $\sigma_{\text{расс}}$ является метод, основанный на измерении импульсов, происходящих от ядер отдачи в ионизационной камере, наполненной исследуемым газом. Этот «абсолютный» метод применим, однако, лишь в случае лёгких ядер и достаточно быстрых нейтронов, так как только в этом случае ядра отдачи получают достаточную энергию. Но поглощение быстрых нейтронов лёгкими ядрами обычно исчезающе мало. Поэтому полное сечение практически совпадает с сечением рассеяния, измерение которого и сводится к измерению полного сечения σ (см. выше). Для измерения сечения рассеяния часто применяется относительный метод, заключающийся в сравнении искомого сечения с известным для какого-либо выбранного в качестве стандарта элемента. Одним из наиболее простых способов такого сравнительного исследования является измерение потока отражённых от исследуемого вещества и от стандартного вещества нейтронов (обратное рассеяние).

До сих пор, говоря о сечении рассеяния, мы не вводили различия между упругим и неупругим рассеянием. Это различие сводится к тому, что в то время как при упругом рассеянии нейтронный спектр практически не изменяется (за исключением случаев рассеяния от наиболее лёгких элементов), с неупругим рассеянием связано существенное изменение спектра, обусловленное возбуждением рассеивающих ядер. Поэтому в тех случаях, когда неупругое рассеяние играет существенную роль, что имеет место в случае элементов тяжелее фтора и быстрых нейтронов, для измерения $\sigma_{\text{ур}}$ и $\sigma_{\text{нур}}$ необходим учёт обусловленных неупругим рассеянием изменений нейтронного спектра. С этой целью применяют два индикатора нейтронов—

один, обладающий достаточно высоким порогом возбуждения и реагирующий на быстрые нейтроны, и другой, регистрирующий медленные нейтроны. Для измерения сечения неупругого рассеяния применяется также метод, основанный на измерениях активности, возникающей в результате возбуждения ядер при неупругом рассеянии нейтронов.

В следующей главе мы приводим измеренные различными авторами значения сечений, отвечающих различным ядерным процессам.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

За основу приводимой ниже таблицы взяты данные из сводки Дибнера, Геррманна и Грассманна¹⁹, опубликованной в 1942 г. и охватывающей работы кончая 1940 г. В нашей таблице эти данные дополнены данными, опубликованными Фольцем²⁰ в 1943 г. и относящимися к сечениям для медленных нейтронов, а также данными отдельных работ, опубликованных в различных журналах (главным образом в *Phys. Rev.*), за последующие годы вплоть до 1947 г. Ссылки на индивидуальные работы, вошедшие в указанные сводки, можно найти в последних. Нами приводятся ссылки преимущественно только на те работы, которые не вошли в эти сводки.

Таблица построена таким образом, что для каждого элемента, в порядке убывающей энергии бомбардирующего нейтрона, приводятся значения полного поперечного сечения σ (в 10^{-24} см²), сечения рассеяния $\sigma_{\text{расс}}$ и сечения поглощения $\sigma_{\text{полг}}$, представляющего собой сечение захвата, реакции расщепления или деления ядра. В тех случаях, когда природа процесса или участвующий в нём изотоп данного элемента известны, это указано в виде примечания. В примечаниях (там, где это можно было установить по литературным данным) указано также то соединение, в виде которого изучался данный элемент. Отсутствие такого указания, как правило, означает, что соответствующие измерения производились с элементом, как таковым, а не с его соединением. В третьем столбце символы d — Li, d — C, d — D и т. д. обозначают нейтроны, получаемые при бомбардировке дейтронами соответственно литиевой, углеродной, дейтериевой и т. д. мишени. Символы $\text{Ra}\gamma$ — Be или $\text{ThC}''\gamma$ — D и т. д. обозначают фотонейтроны, возникающие при облучении бериллия гамма-лучами радия, или дейтерия — гамма-лучами ThC'' и т. д. Далее, $\text{Na}\gamma$ — Be, $\text{La}\gamma$ — Be, $\text{Na}\gamma$ — D₂O, $\text{Mn}\gamma$ — Be, $\text{Ga}\gamma$ — D₂O и $\text{Sb}\gamma$ — Be обозначают фотонейтроны, получающиеся при облучении соответствующих мишеней (Be или D₂O) гамма-лучами от γ -активных изотопов Na²⁴, La¹⁴⁰, Mn⁵⁶, Ga⁷² и Sb¹²⁴. C-, D-, J-нейтроны обозначают группы медленных нейтронов, поглощаемых кадмием (C), родиом и индием (D) и иодом (J)²². Этим нейтронам отвечает энергия, близкая к резонансной энергии соответствующих элементов: а именно, C-нейтронам — 0,18 eV, D-нейтронам — ~1,3—1,4 eV, J-нейтронам — ~38 eV. Термин «медленные нейтроны» в таблице — чаще всего нейтроны с энергией от нескольких eV до сотых долей eV. Медленные и тер-

мические (энергия равна $\frac{1}{40}$ eV или величине kT при $T = 300^\circ$ абс.) нейтроны часто являются синонимами. Последнее в особенности относится к данным, приводимым по сводке Фольца. Добавим, что (p -Li)-нейтроны, приведённые без указания их энергии, повидимому, являются нейтронами с энергией ~ 15 MeV.

Обратимся теперь к рассмотрению отдельных ядер, наиболее изученных в отношении их взаимодействия с нейтронами.

Водород. В этом отношении наиболее подробно изучен водород, полное сечение которого σ измерено в широком интервале энергии нейтронов от 25,4 MeV до 0,01 eV. Данные различных авторов здесь наименее противоречивы, и большой разброс отдельных данных наблюдается только для термических нейтронов. Экспериментальные данные, за исключением некоторых старых измерений, прекрасно укладываются на теоретическую кривую, полученную Бомом и Ричменом²³ на основе определённых допущений о форме потенциальной функции, характеризующей взаимодействие нейтрона и протона. Эта кривая приведена на рис. 5, где наряду с данными, полученными с помощью строго монохроматических нейтронов, приведены также результаты измерений с помощью фотонейтронов (крестики при $E_n < 1$ MeV). Повидимому, недостаточная монохроматичность фотонейтронов $RaTh\gamma$ и $Rn\gamma$ и является причиной выпадения из

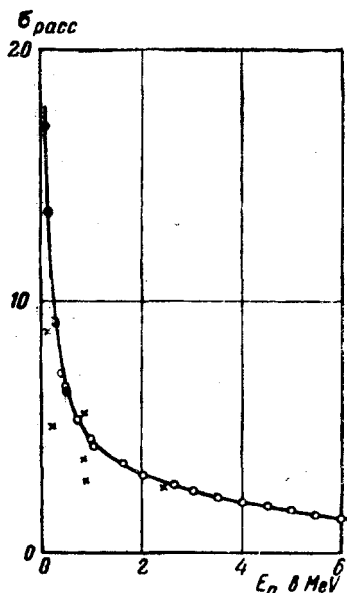


Рис. 5. Зависимость сечения рассеяния водорода от энергии нейтронов (теоретическая кривая, вычисленная Бомом и Ричменом; точки — экспериментальные значения, полученные различными авторами).

кривой соответствующих точек. Из теоретической кривой для термических нейтронов получается $\sigma = 21,0$. Заметим, что значения величины σ для водорода в их зависимости от энергии нейтронов нужно считать настолько точно измеренными, что ими можно воспользоваться как стандартами для определения неизвестных поперечных сечений, как это и делается некоторыми авторами.

Вследствие отсутствия резонансных уровней в сложном ядре $n + p(d)$, а также вследствие малости сечения захвата, полное поперечное сечение водорода при всех энергиях нейтронов практически равно сечению упругого рассеяния (см. таблицу). Что касается сечения захвата, отвечающего реакции $n + p^1 = d^2 + \gamma$, то отдельные

значения этой величины, измеренные различными авторами, довольно хорошо согласуются между собой, а также с теоретическим значением, вычисленным Рарита и Швингером⁸⁶. Добавим, что согласно теории $\sigma_{\text{захв}}$ водорода изменяется с энергией нейтронов пропорционально $E_n^{-\frac{1}{2}}$, т. е. обратно пропорционально скорости нейтронов.

Дейтерий. Сечение дейтерия, как и сечение водорода, плавно растёт с уменьшением энергии нейтронов. Здесь σ при всех энергиях также практически равно $\sigma_{\text{расс}}$; $\sigma_{\text{погл}}$ относительно ещё меньше $\sigma_{\text{погл}}$ водорода.

Гелий. В отличие от водорода и дейтерия, полное сечение гелия имеет резкий резонансный максимум при энергии ~ 1 MeV, обнаруживающийся как по ходу величины σ с энергией E_n , так и по ходу величины $\sigma_{\text{обр. расс}}(\text{He})$: $\sigma_{\text{обр. расс}}(\text{H})$. Этот максимум, повидимому, обусловлен резонансным уровнем сложного ядра He^5 , который обнаруживается также в реакции $d^2 + \text{Li}^7 = \text{He}^4 + \text{He}^5$. В последнем случае из измерений пробега α -частиц следует, что ядро He^5 оказывается в возбуждённом состоянии с энергией возбуждения, равной 0,84 MeV⁴⁰.

Литий. Полное сечение лития вплоть до E_n порядка нескольких сот eV почти не изменяется с энергией нейтронов. При $E_n < 250$ eV σ растёт с уменьшением энергии по линейному закону (относительно $E_n^{-\frac{1}{2}}$) и в области термических нейтронов достигает значения в 20—30 раз большего своего значения при больших E_n . Этот рост величины σ обусловлен ростом $\sigma_{\text{погл}}$, отвечающего реакции $n^1 + \text{Li}^6 = \text{He}^4 + \text{H}^3$, так как для медленных нейтронов величина σ оказывается практически равной $\sigma_{\text{погл}}$. В расчёте на изотоп лития (Li^6), участвующий в реакции, $\sigma_{\text{погл}}$ выражается числом ~ 900 .

Бериллий. В случае бериллия $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ медленно расчёт с уменьшением энергии нейтронов, увеличиваясь в 2—3 раза при уменьшении E_n от 0,83 MeV до $\sim 0,01$ eV. $\sigma_{\text{погл}}$ относительно мало, составляя $\sim 0,1\%$ от σ (для термических нейтронов).

Бор. Полное сечение бора, практически равное для быстрых нейтронов сечению рассеяния, увеличивается с уменьшением E_n . При $E_n < 1000$ eV рост величины σ , всё более и более приближающейся к $\sigma_{\text{погл}}$, отвечающему реакции $\text{B}^{10} + n^1 = \text{Li}^7 + \text{He}^4$, следует

линейной зависимости от $E_n^{-\frac{1}{2}}$. Для медленных нейтронов σ практически равно $\sigma_{\text{погл}}$, так как $\sigma_{\text{расс}}$ составляет здесь меньше 1% от σ . В расчёте на изотоп B^{10} $\sigma_{\text{погл}}$ выражается числом порядка 3000.

Углерод. Ввиду малости $\sigma_{\text{погл}}$, составляющего около 0,1% от σ , последняя величина на всём изученном широком интервале энергии (от 25,4 MeV до 0,025 eV) практически равна $\sigma_{\text{расс}}$. При уменьшении энергии нейтронов от 25,4 MeV до 0,25 eV σ увеличивается в ~ 5 раз. Плавный ход σ с E_n нарушается наличием двух слабых максимумов при значениях энергии около 4,3 и 3,7 MeV, свидетельствующих о наличии двух резонансных уровней у ядра C^{13} . Почти вдвое мень-

шее сечение упругого рассеяния на угол в 100° по сравнению с рассеянием на угол в 45° указывает на асимметрию упругого рассеяния. На это же указывает также сравнительно малое значение сечения обратного рассеяния, т. е. рассеяния на 180° .

Азот. В случае азота полное сечение для быстрых нейтронов, практически равное сечению рассеяния, в области больших энергий изменяется очень незначительно. Сечение поглощения, отвечающее реакции $n^1 + N^{14} = C^{14} + p^1$ и имеющее два резонансных максимума около $E_n = 1,45$ и $0,70$ MeV, в точках максимумов составляет $\sim 5\%$ и 10% от величины σ . Около $E_n = 1,45$ MeV обнаруживается также максимум $\sigma_{\text{полг}}$, отвечающего реакции $n^1 + N^{14} = B^{11} + He^4$. При переходе в область медленных нейтронов как σ , так и $\sigma_{\text{полг}}$ обнаруживают быстрый рост, причём σ растёт в несколько раз, а $\sigma_{\text{полг}}$ (реакция $n^1 + N^{14} = C^{14} + p^1$) — в несколько сот раз. Последняя величина в области малых энергий, повидимому, следует закону пропорциональности $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Кислород. Полное сечение кислорода, повидимому, во всём изученном энергетическом интервале (от ~ 15 MeV до $0,025$ eV) равно сечению рассеяния, изменяется нерегулярно с энергией, обнаруживая ряд (резонансных?) максимумов (при $4,0$ MeV и ниже), σ для термических нейтронов имеет тот же порядок величины, что и для быстрых. $\sigma_{\text{полг}}$ очень мало.

Фтор. Полное сечение фтора, во всём исследованном энергетическом интервале (от ~ 15 MeV до $0,025$ eV) равно сечению рассеяния, растёт с уменьшением энергии нейтронов, около $0,2$ MeV достигает невысокого максимума и далее падает. Значение σ для медленных нейтронов в $2-3$ раза меньше максимального. $\sigma_{\text{полг}}$ не превышает 2% от σ .

Натрий. σ , практически равное $\sigma_{\text{расс}}$, при уменьшении E_n от ~ 3 MeV обнаруживает нерегулярный ход с E_n , повидимому, обусловленный наличием нескольких резонансных максимумов. σ для термических нейтронов лишь в ~ 2 раза превышает значение при $E_n \approx 15$ MeV. Сечение поглощения для медленных нейтронов составляет около 10% от величины σ . Приведённое в таблице число $\sigma_1 + \sigma_2 = 16$, повидимому, связано с грубой ошибкой.

Магний. Ход σ с энергией нейтронов в случае магния сходен с тем, какой наблюдается в случае натрия. Здесь σ также практически равно $\sigma_{\text{расс}}$, $\sigma_{\text{полг}}$ для медленных нейтронов не превышает 10% от σ .

Алюминий. Ход, аналогичный ходу σ в случае Na и Mg, имеет и Al. Согласно последним данным¹², в интервале энергии от 1 MeV до $0,01$ MeV имеется по крайней мере 10 невысоких резонансных максимумов. σ здесь также практически равно $\sigma_{\text{расс}}$, и $\sigma_{\text{полг}}$ для медленных нейтронов составляет около 10% от σ . Асимметрия упругого рассеяния обнаруживается по резкой зависимости поперечного сечения от угла рассеяния.

Кремний. Ход σ у Si сходен с ходом σ у Na, Mg и Al. σ , повидимому, равно $\sigma_{\text{расс}}$. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}}$ имеет порядок величины $\sim 1\%$ от σ .

Фосфор. В случае фосфора σ мало изменяется с энергией быстрых нейтронов. При переходе к медленным оно увеличивается в 3—4 раза. σ практически равно $\sigma_{\text{расс}}$, $\sigma_{\text{погл}}$ для медленных нейтронов составляет несколько процентов от σ .

Сера. σ мало изменяется с E_n на всем диапазоне от быстрых ($d - \text{Li}$)-нейтронов до медленных. σ , повидимому, близко к $\sigma_{\text{расс}}$, $\sigma_{\text{погл}}$ для медленных нейтронов составляет около 20% от σ .

Хлор. σ , медленно растущее с уменьшением энергии нейтронов, по порядку величины увеличивается в ~ 10 раз при переходе к медленным нейтронам. $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ для быстрых нейтронов и становится больше $\sigma_{\text{расс}}$ в случае медленных нейтронов, для которых $\sigma_{\text{погл}}$ имеет порядок величины σ .

Калий. σ обнаруживает нерегулярный ход с E_n . $\sigma_{\text{погл}}$ для медленных нейтронов, повидимому, имеет порядок величины $\sigma_{\text{расс}}$.

Кальций. σ мало изменяется с энергией нейтронов и только при переходе к медленным нейтронам увеличивается в 2—3 раза. σ практически равно $\sigma_{\text{расс}}$. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}}$ составляет 3—5% от σ .

Титан. σ мало изменяющееся с энергией нейтронов, увеличивается в несколько раз при переходе к медленным нейтронам, для которых $\sigma_{\text{погл}}$ близко к $\sigma_{\text{расс}}$.

Хром. σ мало изменяется с энергией нейтронов и при переходе от быстрых ($d - \text{Li}$)-нейтронов к медленным увеличивается меньше чем в два раза. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных $\sigma_{\text{погл}}$ сравнимо с $\sigma_{\text{расс}}$.

Марганец. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ мало меняется с величиной E_n . Около 300 eV наблюдается резкий максимум резонансного рассеяния. При $E_n < 30$ eV σ изменяется с $E_n^{-\frac{1}{2}}$ по линейному закону. Для термических нейтронов σ близко к $\sigma_{\text{погл}}$.

Железо. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ почти не изменяется с E_n . При переходе к медленным нейтронам σ увеличивается в несколько раз. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}}$ составляет 20—30% от величины σ . Из резкой зависимости $\sigma_{\text{расс}}$ от угла рассеяния является асимметрия упругого рассеяния. Сравнение $\sigma_{\text{расс}}$ и $\sigma_{\text{ур}}$ при одинаковых углах рассеяния указывает на преобладание неупругого рассеяния быстрых нейтронов ($d - \text{D}$) над упругим.

Кобальт. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, сравнительно мало изменяющееся с энергией нейтронов, при $E_n = 115$ eV обнаруживает резкий резонансный максимум. При $E_n < 5$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$. $\sigma_{\text{погл}} \approx \sigma_{\text{расс}}$ при $E_n = 1$ eV. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}}$ в ~ 5 раз больше $\sigma_{\text{расс}}$.

Никель. σ растёт с уменьшением энергии нейтронов (от ~ 3 MeV). Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных — $\sigma_{\text{погл}} \approx 30\% \sigma$.

Медь. Ход σ с энергией нейтронов такой же, как в случае Ni. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных — $\sigma_{\text{погл}} \approx 30\% \sigma$.

$\sigma_{\text{погл}}$, повидимому, пропорционально $E_n^{-\frac{1}{2}}$. Из зависимости $\sigma_{\text{расс}}$ от угла следует асимметрия упругого рассеяния быстрых нейтронов. $\sigma_{\text{нур}}$ имеет порядок величины $\sigma_{\text{ур}}$.

Цинк. σ растёт с уменьшением E_n , проходя через максимум при малых E_n . Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных $\sigma_{\text{погл}}$ составляет $\sim 20\%$ от σ . Асимметрия упругого рассеяния.

Мышьяк. При уменьшении энергии нейтронов (от быстрых до термических) σ увеличивается в ~ 2 раза. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных — $\sigma_{\text{погл}}$ сравнимо с $\sigma_{\text{расс}}$. $\sigma_{\text{погл}}$, повидимому, пропорционально $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Селен. При переходе от быстрых нейтронов к медленным σ увеличивается в ~ 5 раз. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных — $\sigma_{\text{погл}}$ близко к $\sigma_{\text{расс}}$.

Бром. σ увеличивается с уменьшением E_n . В области медленных нейтронов имеет место острый резонанс (?). Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных — $\sigma_{\text{погл}}$ сравнимо с $\sigma_{\text{расс}}$.

Стронций. $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ и мало изменяется с энергией нейтронов, увеличиваясь в ~ 2 раза при переходе от быстрых нейтронов к медленным. Для последних $\sigma_{\text{погл}} \approx 15\% \sigma$.

Цирконий. σ имеет три резонансных максимума: при $E_n = 7,6, 2,3$ и $1,09$ eV. При $E_n < 0,6$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Ниобий. При $E_n < 1$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Молибден. σ мало изменяется с E_n . Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$. $\sigma_{\text{погл}}$ для медленных нейтронов имеет порядок величины $\sigma_{\text{расс}}$.

Рений. В области медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}}$ обнаруживает острый резонансный максимум. $\sigma_{\text{погл}}$ близко к σ .

Серебро. σ увеличивается с уменьшением E_n , проходя через несколько резонансных максимумов. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$. При $E_n < 0,5$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}}$ сравнимо с σ и на целый порядок превышает $\sigma_{\text{расс}}$.

Кадмий. σ увеличивается с уменьшением E_n , проходя через резонансный максимум около $E_n = 0,18$ eV. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных — $\sigma \approx \sigma_{\text{погл}}$.

Индий. В области медленных нейтронов σ обнаруживает несколько резонансных максимумов, наибольшим из которых является максимум около $E_n = 1,44$ eV. $\sigma \approx \sigma_{\text{погл}}$.

Олово. В интервале E_n от ~ 15 eV до $E_n < 1$ eV $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ изменяется в $\sim 1,5$ раза. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}} \approx 10\% \sigma$. Наблюдается асимметрия рассеяния.

Сурьма. σ увеличивается с уменьшением E_n , проходя через несколько резонансных максимумов и при $E_n < 1$ eV следуя линейной зависимости от $E_n^{-\frac{1}{2}}$. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных — $\sigma_{\text{погл}}$ близко к $\sigma_{\text{расс}}$.

Теллур. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}}$ имеет порядок величины $\sigma_{\text{расс}}$ и, повидимому, пропорционально $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Иод. σ иода слабо увеличивается при уменьшении энергии нейтронов (приблизительно вдвое при переходе от быстрых нейтронов к термическим). В области около 38 и 20 eV имеются по крайней мере два резонансных максимума. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных $\sigma_{\text{погл}}$ составляет $\sim \frac{2}{3}$ от σ . При $E_n < 15$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Барий. $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ и мало изменяется с энергией нейтронов. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}} \approx 10\% \sigma$ и, повидимому, пропорционально $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Европий и гадолиний. Резонансное поглощение в области медленных нейтронов.

Диспрозий. Резонансное поглощение в области медленных нейтронов. Для медленных и термических нейтронов $\sigma_{\text{погл}} \approx \sigma$.

Тантал. В области медленных нейтронов σ проходит через ряд резонансных максимумов. При $E_n < 1$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{погл}} \approx \frac{3}{4} \sigma$. Различные сильно различающиеся значения сечения захвата (20,6 и 0,034) отвечают различным степеням возбуждения ядра Ta^{182} .

Вольфрам. σ растёт с уменьшением энергии нейтронов, проходя через ряд резонансных максимумов. Для быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$, для медленных σ близко к $\sigma_{\text{погл}}$. При $E_n < 1$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Осмий. В области малых E_n ряд резонансных максимумов σ . При $E_n < 4$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$. Для термических нейтронов $\sigma_{\text{погл}}$ близко к $\sigma_{\text{расс}}$.

Иридий. В области медленных нейтронов ряд резонансных максимумов σ . σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Платина. Ряд резонансных максимумов σ при $E_n = 1000$ eV и ниже. При $E_n < 0,8$ eV σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$. $\sigma_{\text{погл}}$ порядка $\sigma_{\text{расс}}$.

Золото. σ имеет высокий максимум при $E_n = 4,8 \text{ eV}$. Для медленных нейтронов $\sigma_{\text{полг}}$ близко к σ и, повидимому, пропорционально $E_n^{-\frac{1}{2}}$.

Ртуть. В области быстрых нейтронов $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ и мало изменяется с величиной E_n . Для медленных нейтронов σ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$, $\sigma_{\text{полг}}$ пропорционально $E_n^{-\frac{1}{2}}$ и практически равно σ .

Таллий. $\sigma_{\text{расс}}$ мало изменяется с энергией нейтронов (от $0,86 \text{ MeV}$ до $0,025 \text{ eV}$). Около $E_n = 1100$ и 270 eV σ имеет максимум и при $E_n < 10 \text{ eV}$ линейно зависит от $E_n^{-\frac{1}{2}}$. $\sigma_{\text{полг}}$ для тепловых нейтронов составляет около 30% от σ .

Свинец. $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ растёт с уменьшением энергии нейтронов, увеличиваясь в 2—2,5 раза при переходе от ($d-\text{Li}$)-нейтронов к медленным. $\sigma_{\text{полг}}$ относительно мало. Сечение неупругого рассеяния составляет значительную долю от $\sigma_{\text{расс}}$. Рассеяние асимметрично.

Висмут. $\sigma \approx \sigma_{\text{расс}}$ растёт с уменьшением энергии нейтронов (в ~ 2 раза). $\sigma_{\text{полг}}$ относительно мало. Рассеяние асимметрично.

Рассмотрение экспериментальных данных, относящихся к отдельным элементам, не всегда однозначных и достоверных и, за немногими исключениями, недостаточно полных, всё же позволяет сделать некоторые общие выводы. Эти выводы можно сформулировать в виде следующих положений.

Полное сечение, как правило, растёт с уменьшением энергии нейтронов. Особенно быстрый рост величины σ наблюдается в области медленных нейтронов, что в основном обусловлено линейной зависимостью σ от $\frac{1}{v} \sim E_n^{-\frac{1}{2}}$. Эта зависимость экспериментально установлена для Li, B, Mn, Co, Zr, Nb, Sb, J, Ta, W, Os, Ir, Pt, Hg, и Tl, она более или менее отчётливо проявляется, повидимому, также в случае N, Cu, As, Te и Ba. Плавный ход величины σ с E_n нарушается резонансными максимумами, которые чаще связаны с резонансным поглощением нейтронов, реже — с резонансным рассеянием. В области быстрых нейтронов полное сечение практически всегда равно сечению рассеяния. Наблюдается резко выраженная асимметрия рассеяния, проявляющаяся в резкой зависимости $\sigma_{\text{расс}}$ от угла рассеяния. Для более тяжёлых ядер неупругое рассеяние составляет значительную долю от полного рассеяния. Сечение поглощения, составляющее малую часть от полного сечения для быстрых нейтронов, в случае медленных (в частности, термических) нейтронов, как правило, становится заметной величиной. Однако определённую зависимость между величиной $\sigma_{\text{полг}}$ и зарядом ядра (или какой-либо другой его характеристикой) в данный момент установить трудно. Так, относительно очень малыми сечениями поглощения ($< 1\%$ от σ) обладают ядра: D, Be, C, O и Si. $\sigma_{\text{полг}}$ порядка 1—2% от σ име-

юг: H, F и Br. Значительные сечения поглощения, составляющие 10—30% от σ , наблюдаются у N, Na, Mg, Al, P(?), S, Ca, Fe, Zn, Ga, Sr, Nb, Sn, Ba, Tl, Pb, Bi(?) и U. Наконец, Li, B, Cl, K, Ti, V, Cr, Mn, Co, Ni, Cu(?), As, Se, Mo(?), Rh, Ag, Cd, In,

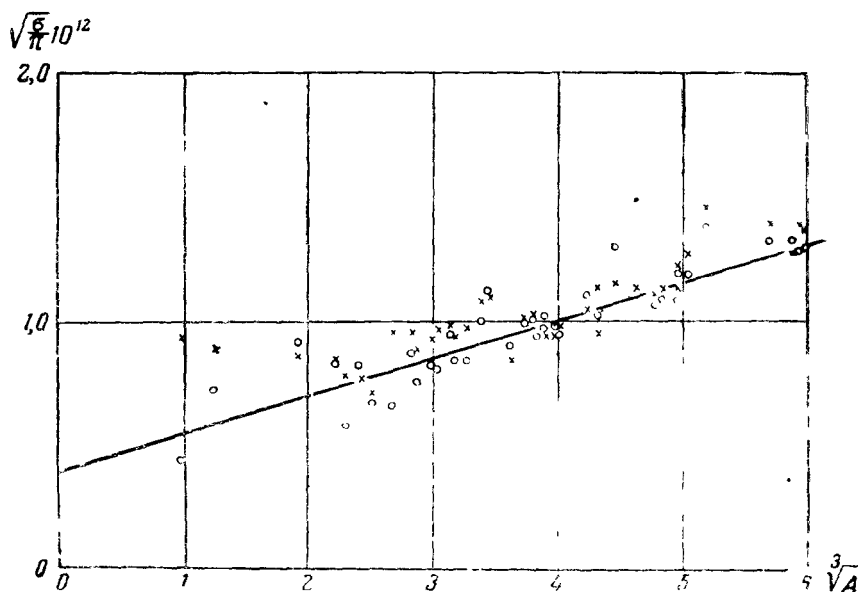


Рис. 6. Зависимость радиуса ядра, вычисляемого по формуле $a = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}}$ (σ — полное сечение для быстрых нейтронов), от атомного веса A .

Sb, Te, J, La, Nd, Sm, Eu, Gd, Dy, Ta, W, Re, Au, Hg и Th (?) имеют $\sigma_{\text{полн}}$, превышающие 30% от σ .

В заключение остановимся ещё на характере изменения полного сечения для быстрых нейтронов в периодической системе элементов. Согласно теории (см. выше) для достаточно тяжёлых ядер и быстрых нейтронов, удовлетворяющих условию $\frac{\lambda}{4\pi} \ll a$, полное сечение должно равняться геометрическому сечению ядра, т. е. $\sigma = \pi a^2$ (53). Из формулы

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m E_n}} \quad (59)$$

мы получаем следующее соотношение между величиной $\frac{1}{4\pi}$ и энергией нейтрона E_n (в MeV):

$$\frac{\lambda}{4\pi} = \frac{0,45 \cdot 10^{-12}}{\sqrt{E_n}} \text{ см.}$$

из которого следует, что при $E_n > 1 \text{ MeV}$ $\frac{\lambda}{2\pi} < 0,45 \cdot 10^{-12} \text{ см}$. Так как, с другой стороны, радиусы ядер достаточно тяжёлых элементов имеют порядок величины 10^{-12} см , то для $(d - \text{Li})$ -нейтронов с энергией $\sim 15 \text{ MeV}$ мы можем считать условие $\frac{\lambda}{2\pi} \ll a$ справедливым. На рис. 6 нанесены значения радиусов ядер (включая и лёгкие ядра), вычисленные по формуле (53) из σ для $(d - \text{Li})$ -нейтронов (кружки) в функции от $\sqrt[3]{A}$ (A — атомный вес). Крестиками обозначены значения величины a , вычисленные по той же формуле, но из σ для $(d - \text{D})$ -нейтронов ($E_n = 3 - 2 \text{ MeV}$). Из рис. 6 видно, что, несмотря на значительный разброс отдельных значений величины $\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}$, общая тенденция в изменении этой величины с энергией нейтронов приблизительно выражается линейной зависимостью её от $\sqrt[3]{A}$. Прямая линия на рис. 6 соответствует формуле

$$a = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}} = (0,4 + 0,15 \sqrt[3]{A}) \cdot 10^{-12} \text{ см}. \quad (60)$$

Эта формула может быть интерпретирована следующим образом. Обозначив плотность ядра через ρ , мы имеем

$$\frac{4\pi}{3} a^3 \rho = \frac{A}{N},$$

где N — число Авогадро, откуда следует

$$a \sim \sqrt[3]{A},$$

в предположении, что плотность различных ядер приблизительно одинакова. Линейная зависимость величины $a = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}$ от $\sqrt[3]{A}$, выражающаяся приближённой формулой (60), может служить подтверждением правильности этого предположения. Что касается постоянного члена в формуле (60), то он, повидимому, обусловлен размерами самого нейтрона и конечной протяжённостью ядерных сил, вследствие чего «экранирующий» радиус ядра для нейтронов оказывается больше геометрического радиуса на некоторую постоянную величину порядка 10^{-12} см ¹¹⁴. Факт значительного выпадения некоторых точек из прямой рис. 6 требует специального исследования.

Вообще нужно сказать, что изучение поперечных сечений ядерных реакций в их зависимости от энергии нейтронов находится ещё в зачаточном состоянии. Только в результате систематических исследований в этой области можно будет дать правильную интерпретацию всех наблюдающихся здесь закономерностей, которые должны сыграть исключительно важную роль в создании общей динамики атомного ядра.

Поперечные сечения ядерных реакций нейтронов (в 10^{-24} см²)

Элем нт	E_n в MeV	Источник ней ронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
1 Н	25,4	d-Li	$0,39 \pm 0,03$	$0,094 \pm 0,019$		24 Парафин
	21,1	"	$0,41 \pm 0,09$			25 "
	19,6	"	$0,52 \pm 0,09$			26 "
	18,1	"	$0,55 \pm 0,08$			25 "
	16,5	"	$0,66 \pm 0,10$			25 "
	~15	"	0,6			19 "
	14,8	"	$0,61 \pm 0,09$			25 Парафин
	13,5	"				26 "
	12,8		$0,83 \pm 0,09$	$0,69 \pm 0,11$		15 Парафин
	12,5	d-3				26 "
	10,6	d-Li	$0,78 \pm 0,09$	$1,32 \pm 0,12$		25 Парафин
	9,3	d-Be	$0,92 \pm 0,08$			26 "
	6,5	"	$1,40 \pm 0,11$			25 "
	6,0	d-D				27 Циклогексан
	5,5	"				27 "
	5,0	"				27 "
	4,5	"				27 "
	4,1	d-Be				26 "
	4,0	d-D				27 Циклогексан
	3,5	"				27 "
	3,0	"				27 "
	2,8 - 2,1	"	$2,41 \dots 2,74 \pm 1,0$			28 "
	—	"		$1 - 1,3$ $2,60 \pm 0,05$ $2,96 \pm 0,07$ $3,36 \pm 0,08$ $4,16 \pm 0,15$		19 "
	2,6	"				27 Циклогексан
	2,0	"				27 "
	1,6	d-C				27 "
	$1,0 \pm 0,1$	"				27 "

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	ρ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
1 Н	0,97	p -Li		$4,45 \pm 0,08$		27 Циклогексан
	0,90	RaTh γ -Be	$3,70 \pm 0,35$			29
	0,90	"	$5,5 \pm 1,1$			30
	0,86	"	$2,8 \pm 0,8$			31 H ₂ O
	—	Деление U	5,2			19
	0,72	p -Li		$5,22 \pm 0,12$		27 Циклогексан
	0,490	"	$6,33 \pm 0,21$			32 Полиэтен
	0,46	"		$6,52 \pm 0,15$		27 Циклогексан
	0,35	"		$7,15 \pm 0,24$		27
	0,285	"	$9,12 \pm 0,24$			33 Полиэтен
	0,210	RaTh γ -D	$5,0 \pm 1,0$			31 H ₂ O
	0,133 и 0,530	Rn γ -Be		$8,6 \pm 2,3$		30
	0,095	p -Li	$13,46 \pm 0,39$			33 Полиэтен
	0,035	"	$16,74 \pm 0,41$			32
	Медл.	"	35			19
	Терм.	"	24,0			19
	"	"	$22,0 \pm 4$			19 oH ₂ , pH ₂ , 300° абс.
	"	"	6			19 oH ₂ , 300° абс.
	"	"	29			19 pH ₂ , 300° абс.
	"	"	39 ± 5			19 oH ₂ , 130° абс.
	"	"	10 ± 4			19 pH ₂ , 130° абс.
	"	"	39 ± 5			19 oH ₂ , 130° абс.
	"	"	19 ± 4			19 pH ₂ , 130° абс.
	"	"	79			19 oH ₂ , ~120° абс.
	"	"	18			19 pH ₂ , ~120° абс.
	"	"			$0,27 \pm 0,02$	19 n ¹ + H ¹ = D ² + γ
	"	"			$0,22 \pm 0,31$	20 n ¹ + H ¹ = D ² + γ
	"	"			0,25	20 n ¹ + H ¹ = D ² + γ

[illegible]

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расc}}$	$\sigma_{\text{огл}}$	Примечание
1 D	0,46 0,35 Медл. " " Терм. " " "	p - Li " — — — — —	$3,32 \pm 0,16$ $3,53 \pm 0,32$ 4,0 5,3	7 5,7		$^{88}\text{D}_2\text{O}$ $^{88}\text{D}_2\text{O}$ 19 20 19 19, 43 19 19 $n^1 + \text{D}^2 = \text{H}^3 + \gamma$
2 He	5,9 4,3 4,1 3,8 3,6 2,5 2,5 2,4	— d - Be " " " " d - D d - Be				$^{40}\sigma_{\text{o.p.}}(\text{He}) : \sigma_{\text{o.p.}}(\text{H}) =$ $= 1,1$ $^{40}\sigma_{\text{o.p.}}(\text{He}) : \sigma_{\text{o.p.}}(\text{H}) =$ $= 1,3 \pm 0,5$ $^{40}\sigma_{\text{o.p.}}(\text{He}) : \sigma_{\text{o.p.}}(\text{H}) =$ $= 1,2 \pm 0,5$ $^{40}\sigma_{\text{o.p.}}(\text{He}) : \sigma_{\text{o.p.}}(\text{H}) =$ $= 0,8 \pm 0,2$ $^{40}\sigma_{\text{o.p.}}(\text{He}) : \sigma_{\text{o.p.}}(\text{H}) =$ $= 1,4 \pm 0,3$ $^{40}\sigma_{\text{o.p.}}(\text{He}) : \sigma_{\text{o.p.}}(\text{H}) =$ $= 1,41 \pm 0,18$ $^{41}\sigma_{\text{o.p.}}(\text{He}) : \sigma_{\text{o.p.}}(\text{H}) =$ $= \sim 1,4$ $^{40}\sigma_{\text{o.p.}}(\text{He}) : \sigma_{\text{o.p.}}(\text{H}) =$ $= 1,8 \pm 0,4$

Продолжение

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расc}}$	$\sigma_{\text{болл}}$	Примечание
2 He	$\sim 2,35$	$d-D$				$^{41}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= \sim 1,8$
	2,2	$d-\text{Be}$				$^{40}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= 1,4 \pm 0,3$
	$\sim 2,15$	$d-D$				$^{41}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= \sim 1,7$
	$\sim 1,9$	"				$^{41}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= \sim 2,4$
	$\sim 1,7$	"				$^{41}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= \sim 2,0$
	1,6	$p-\text{Li}$	4,60			42
	$\sim 1,5$	$d-D$				$^{41}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= \sim 4,9$
	1,35	$p-\text{Li}$	5,66; 5,22			42
	$\sim 1,3$	$d-D$				$^{41}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= \sim 4,3$
	1,25	$p-\text{Li}$	6,96; 6,70			42
	1,2	$d-\text{Be}$				$^{40}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= 6,5 \pm 0,8$
	$\sim 1,1$	$d-D$				$^{41}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= \sim 8,6$
	1,1	$p-\text{Li}$	6,35			42
2 He	1,0	"	6,42; 6,75; 6,16			42
	1,0	$d-\text{Be}$				$^{40}\sigma_{o.p.}(\text{He}): \sigma_{o.p.}(\text{H}) =$ $= 9,5 \pm 1,4$

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
2 He	$\sim 0,8$	$d-D$	4,91; 4,63; 4,28			$^{41} \sigma_{o.p.} (\text{He}) : \sigma_{o.p.} (\text{H}) =$ $= \sim 7,0$
	0,8	$p-Li$				42
	$\sim 0,65$	$d-D$				$^{41} \sigma_{o.p.} (\text{He}) : \sigma_{o.p.} (\text{H}) =$ $= \sim 7,0$
	0,6	$p-Li$	2,48			42
	0,5	$d-Be$	1,51			$^{40} \sigma_{o.p.} (\text{He}) : \sigma_{o.p.} (\text{H}) =$ $= 0,4 \pm 0,2$
Терм.	—	$^{19} 200^\circ \text{ абс.}$				
3 Li	—	$d-Li$	$2,64 \pm 0,18$	$1,0 \pm 0,3$		$^{37} \text{Li}_2\text{CO}_3$
	2,50–2,38	$d-D$	$2,01 \pm 0,21$			$^{37} \text{Li}_2\text{CO}_3$
	0,860	RaTh γ -Be	$2,3 \pm 0,5$			31
	0,210	RaTh γ -D	$2,2 \pm 0,4$			31
	0,18 или 0,10	$d-C$	2,0			44
	0,15	RaC γ -Be	$11,5 E_n^{-\frac{1}{2}} + 1,7$			45
	250–0,02 eV	—	58			$^{46} E_n$ в eV
	Медл.	—	45			20
	•	—				20
	Терм.	—				58 900

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
4 Fe	0,860	RaTh γ -Be	$1,7 \pm 0,2$			81
	0,860	RaTh γ -Be	$2,82 \pm 0,20$			29
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	3,1			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	3,3			47
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	4,2			47
	0,210	RaTh γ -D	$2,8 \pm 0,2$			81
	0,18 или 0,10	d-C	2,6			44
	0,15	RaC γ -Be		$2,9 \pm 0,5$		45
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	4,3			47
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	4,3			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	5,0			47
	D	—	6,10			48
	0,2-0,01 eV	—		$\sim 5,4$		49
	Медл.	—	5,3			19
	"	—		6,9		19
	"	—			$< 0,03$	20
	Терм.	—		6,1	$0,0085$	50
	"	—			$< 0,01$	61
5 B	—	d-Li	$2,15 \pm 0,13$			87 B ₂ O ₃
	3	d-D		1,6		51
	$2,88 \pm 0,04$	"	$1,98 \pm 0,07$			39 B ₄ C
	$2,8-2,1$	"	$1,86...2,27 \pm$			28
	2,5	"	$\pm 0,18$			
	$2,50-2,38$	"	$1,65 \pm 0,15$	1,65		37 B ₂ O ₃

Порядок величины,
 $\sigma_{\text{захв}}$

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
5 В	1,5	$p\text{--Li}$		1,9		51
	1,2	"		2,0		51
	1,0	"		1,6		51
	0,86	RaTh $\gamma\text{--Be}$		$2,9 \pm 0,3$		33, 52
	0,83	Na ²⁴ $\gamma\text{--Be}$	2,3			47 B ₄ C
	0,8	$p\text{--Li}$		1,8		51
	0,6	"		2,4		51
	0,22	Na ²⁴ $\gamma\text{--D}_2\text{O}$	4,3			47
	0,210	RaTh $\gamma\text{--D}$		$4,2 \pm 0,5$		33
	0,2	$p\text{--Li}$		3,5		51
	0,15	RaC $\gamma\text{--Be}$		$3,8 \pm 0,5$		45
	0,14	Mn ⁵⁶ $\gamma\text{--Be}$	4,7			47
	0,13	Ga ⁷² $\gamma\text{--D}_2\text{O}$	4,9			47
	0,024	Sb ¹²⁴ $\gamma\text{--Be}$	5,5			47
	1000–0,01 eV	—		4,2	$(1,61 \pm 0,2) \frac{1}{v}$	53, 54 v в $\frac{\mu}{\text{сек}}$
					или $(116 \pm 1,5) E_n^{-\frac{1}{2}}$	
	250–0,01 eV	—	$(118 \pm 4) E_n^{-\frac{1}{2}}$			55
	Медл.	—	350			19
	"	—	503			20
	"	—	550–570			20
	"	—			600	20
	"	—			500	20
	"	—			3000	19 B ¹⁰ + n ¹ = Li ⁷ + He ⁴
	Терм.	—	708			56
	"	—			703	57

Продолжение

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
6 C	25,4	$d-L_1$	1,05			58
	21,1	"	$1,17 \pm 0,12$			25
	19,6	"	$1,31 \pm 0,10$			25
	18,0	"	$1,13 \pm 0,23$			25
	16,5	"	$1,29 \pm 0,14$			25
	~ 15	"	1,13			19
	—	"	$1,27 \pm 0,04$			57
	15	"			$\geq 0,018$	19 $C^{12} + n^1 = \begin{cases} 3He^4 + n^1 \\ C^{11} + 2n^1 \end{cases}$
	14,8	"	$1,24 \pm 0,16$			25
	13,5	"		$1,23 \pm 0,015$		26
	12,9	"	$1,18 \pm 0,12$			25
	12,5	$d-B$		$1,40 \pm 0,12$		26
	10,6	$d-L_1$	$1,43 \pm 0,14$			26
	9,3	$d-Bc$	$1,45 \pm 0,14$			25
	7,8	"	$1,51 \pm 0,21$			25
	6,5	"	$1,51 \pm 0,15$			25
	6,0	$d-D$		$1,11 \pm 0,10$		27
	5,5	"		$1,07 \pm 0,04$		27
	5,0	"		$1,18 \pm 0,03$		27
	4,75	"		$1,60 \pm 0,15$		27
	4,5	"		$1,93 \pm 0,06$		27
	4,25	"		$2,16 \pm 0,07$		27
	4,1	$d-Be$		$1,99 \pm 0,04$		26
	4,0	$d-D$		$1,85 \pm 0,10$		27
	3,75	"		$2,43 \pm 0,12$		27
	3,5	"		$2,39 \pm 0,09$		27
	3,25	"		$1,69 \pm 0,13$		27
	3,1	"		$0,79$ и $0,49$		59 Обр. расс.

Элемент	E_{π} в МэВ	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
6 С	3,0	$d-D$		$1,59 \pm 0,08$		27
	$2,88 \pm 0,04$	"	$1,97 \pm 0,07$			39
	2,85	"		$1,57 \pm 0,11$		27
	2,8	"	1,57			19
	$2,7-2,2$	"	1,50			19
	2,65	"	1,45			19
	2,6	"		$1,60 \pm 0,03$		27
	2,57	"	1,38			19
	2,5	"	$1,6 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,2$ (45°)		60
	2,5	"		$1,2 \pm 0,2$ (100°)		60
	$2,50-2,38$	"	$1,50 \pm 0,04$			37
	2,49	"	1,33			19
	2,41	"	1,39			19
	2,34	"	1,41			19
	2,0	"		$1,63 \pm 0,04$		27
	1,6	$d-C$		$1,90 \pm 0,05$		27
	$1,0 \pm 0,1$	"		$2,38 \pm 0,09$		27
	0,97	$p-Li$		$2,40 \pm 0,03$		27
	0,860	$RaTh \gamma-Be$	$2,66 \pm 0,20$			29
	0,860	"	$3,3 \pm 0,4$			31
	0,83	$Na^{24} \gamma-Be$	2,9			47
	0,72	$p-Li$		$2,49 \pm 0,06$		27
	0,62	$La^{140} \gamma-Be$	3,3			47
	0,490	$p-Li$	$3,26 \pm 0,10$			32
	0,46	"		$3,15 \pm 0,10$		27
	0,35	"		$3,15 \pm 0,08$		27
	0,265	"	$3,85 \pm 0,09$			32
	0,22	$Na^{24} \gamma-D_2O$	4,1			47
	0,210	$RaTh \gamma-D$	$4,7 \pm 0,5$			31

Упр. расс.

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
6 C	0,18 или 0,10	$d-C$	2,1	$1,5 \pm 0,3$		44
	0,15	RaC γ -Be	4,3			45
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	4,3			47
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	4,65 $\pm$ 0,14			47
	0,095	—Lip	4,63 $\pm$ 0,19			52
	0,035	"	4,6	52		
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	4,80	47		
	J	—	4,84	19		
	D	—	4,8	16		
	D	—	3,6	48		
	1-0,5 eV	—	4,83	19		
	C	—	4,1	19		
	Медл.	—	4,5	19		
	"	—		20		
	"	—		20		
	"	—		20		
	Терм.	—	4,8	19		
	"	—		50		
	"	—		61		
7 N	—	$d-Li$	2,16 $\pm$ 0,20		0,163 0,04	87 N ₂ Mg ₃
	2,88 $\pm$ 0,04	$d-D$	1,38 $\pm$ 0,06			89
	2,8	"	1,25			19 NaV ₈
	2,8	"				19 N ¹⁴ + n ¹ = B ¹¹ + He ⁴
	2,8	"				19 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
		"				

Порядок величины,
 $\sigma_{\text{захв}}$

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
7 N	2,8—2,1	$d - D$	1,83...2,55±0,3	0,97	0,2	28 N ₂ Mg ₃
	2,7—2,2	"	1,3			19
	2,65	"	1,28			19 NaN ₃
	2,57	"	1,39			19
	2,50—2,38	"	1,56±0,22			37 N ₂ Mg ₃
	2,49	"	1,27			19 NaN ₃
	2,41	"	1,22			19 NaN ₃
	2,34	"	1,33			19 NaN ₃
	—	$p - Li$				19
	~1,68					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,68					62 N ¹⁴ + n ¹ = B ¹¹ + He ⁴
	~1,59					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,59					62 N ¹⁴ + n ¹ = B ¹¹ + He ⁴
	~1,54					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,50					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,50					62 N ¹⁴ + n ¹ = B ¹¹ + He ⁴
	~1,45					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,45					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,40					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,40					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,30					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,30					62 N ¹⁴ + n ¹ = B ¹¹ + He ⁴
	~1,25					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,20					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,20					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,10					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,10					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~1,00					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~0,97					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹
	~0,94					62 N ¹⁴ + n ¹ = C ¹⁴ + p ¹

Элемент	E_n в МэВ	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
7 N	$\sim 0,88$	$p\text{--Li}$	2,1	$1,6 \pm 0,3$	$\sim 0,017$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,84$	"			$\sim 0,026$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,82$	"			$\sim 0,029$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,80$	"			$\sim 0,026$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,75$	"			$\sim 0,079$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,73$	"			$\sim 0,136$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,70$	"			$\sim 0,130$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,69$	"			$\sim 0,169$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,60$	"			$\sim 0,051$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,59$	"			$\sim 0,046$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,55$	"			$\sim 0,083$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,51$	"			$\sim 0,023$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,45$	"			$\sim 0,002$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,39$	"			$\sim 0,002_5$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,33$	"			$\sim 0,002_5$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,25$	"			$\sim 0,002_5$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	$\sim 0,20$	"			$\sim 0,002_5$	$^{62}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$
	0,18 или 0,10	$d\text{--C}$				$^{44}\text{N}^{14}$
	0,15	RaC-Be				$^{45}\text{N}^{15}$
	C	—			$< 0,2$	$^{64}\text{N}^{15}$
	Медл.	—			$< 0,01$	$^{19}\text{AlN}_3$
	"	—				$^{19}\text{AlN}_3$
	Терм.	—			1,05	$^{20}\text{NH}_4\text{NO}_3$
	"	—			1,2	$^{20}\text{NH}_4\text{NO}_3$
	"	—				$^{19} \sim 300^\circ \text{ абс.}$
	"	—			$1,3 \pm 0,3$	19
	"	—			1,4	$^{65}\text{N}^{14} + n^1 = \text{C}^{14} + p^1$

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтрон в	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
8 O	—	$d-Li$	$1,41 \pm 0,03$			³⁷ SiO ₂
	6,0	$d-D$	$1,04 \pm 0,08$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	5,5	"	$0,96 \pm 0,08$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	5,0	"	$1,66 \pm 0,09$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	4,5	"	$1,83 \pm 0,16$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	4,0	"	$2,90 \pm 0,09$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	3,5	"	$2,39 \pm 0,12$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	3,0	"	$0,96 \pm 0,09$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	$2,88 \pm 0,04$	"	$1,25 \pm 0,05$			³⁹
	2,8 2,1	"	$1,14 \dots 1,29 \pm 0,07$			²⁸ SiO ₂
	2,6	"	$1,09 \pm 0,11$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	2,50—2,38	"	$1,41 \pm 0,07$			³⁷ SiO ₂
	2,0	"	$0,89 \pm 0,12$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	1,6	$d-C$	$1,43 \pm 0,13$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	$1,0 \pm 0,1$	"	$3,86 \pm 0,35$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	0,97	$p-Li$	$5,06 \pm 0,20$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	0,86	RaTh γ -Be	$2,2 \pm 1,0$			³¹ SiO ₂
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	4,9			47
	0,72	$p-Li$	$2,01 \pm 0,20$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	3,5			47
	0,46	$p-Li$	$3,61 \pm 0,25$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	0,35	"	$4,80 \pm 0,53$			³⁸ D ₂ O, H ₂ O
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	3,0			47
	0,210	RaTh γ -D	$3,0 \pm 1,0$			³¹ SiO ₂
	0,18 или 0,10	$d-C$	2,1			44
	0,15	RaC γ -Be		$1,8 \pm 0,4$		45
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	4,1			47
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	3,5			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	3,6			47

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
8 O	D	—	—	3	—	¹⁹ Al ₂ O ₃
	Медл.	—	3,3	—	—	¹⁹ Al ₂ O ₃
	"	—	—	4,2	—	¹⁹ Al ₂ O ₃
	"	—	4,1	—	—	¹⁹ O ₂
	Терм.	—	—	—	$<0,01$	²⁰ O ₂
	"	—	—	—	$0,38 \pm 0,09$	⁶⁵ O ¹⁷ + n ¹ = C ¹⁴ + He ⁴
9 F	"	—	—	—	$2,2 \cdot 10^{-4}$	⁶⁶ O ¹⁸ + n ¹ = O ¹⁹ + γ
	"	—	—	—	$2 \cdot 10^{-4}$	⁶⁷ O ¹⁸ + n ¹ = O ¹⁹ + γ
	—	d - Li	$1,37 \pm 0,11$	—	—	³⁷ CaF ₂
	$2,88 \pm 0,04$	d - D	$2,30 \pm 0,13$	—	—	³⁹ CaF ₂
	$2,8 - 2,1$	"	$2,80 - 3,18 \pm 0,12$	—	—	³⁸ NaF
	0,86	RaTh γ -Be	$3,7 \pm 1,0$	—	—	³¹ CaF ₂
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	4,1	—	—	⁴⁷ BeF ₂
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	4,6	—	—	⁴⁷ BeF ₂
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	6,9	—	—	⁴⁷ BeF ₂
	0,210	RaTh γ -D	$6,4 \pm 1,3$	—	—	³¹ CaF ₂
	0,18 или 0,10	d - C	2,7	—	—	⁴⁴ NaF
	0,15	RaC γ -Be	—	$6,3 \pm 1,6$	—	⁴⁶ BeF ₂
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	5,7	—	—	⁴⁷ BeF ₂
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	3,5	—	—	⁴⁸ C ₂ F ₁₆
	D	—	3,7	—	—	⁶⁸ F ¹⁹
	C	—	—	—	$<0,05$	⁶⁴ CaF ₂
	"	—	—	—	0,01	¹⁹ CaF ₂
	М дл.	—	4,1	—	—	

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
11 Na	0,15	RaC γ -Be		$3,5 \pm 0,8$		45
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	4,2			47 NaJ
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	3,9			47 NaJ
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	5,1			47 NaJ
	D	—		$\sim 4,7$		19 Na ₂ S
	C	—			0,4	43 Na ²³
	"	—			0,35	69
	Медл.	—	4,2			19 NaF
	"	—		3,6		19 NaF
	"	—			0,38	20 Na ₂ CO ₃
	"	—			$0,47 \pm 0,04$	70 NaF
12 Mg	Терм.	—			16	19 NaCl
					$< 0,5$	19 NaF
	—	d-I I	$1,79 \pm 0,07$			37
	$2,88 \pm 0,04$	d-D	$2,85 \pm 0,07$			39
	2,8	"	2,34			19
	$2,8 - 2,1$	"	$1,94 \dots 2,02 \pm 0,10$			28
	2,65	"	2,54			19
	2,57	"	2,14			19
	2,5	"		$\sim 1,6$ (упр.)		71
	2,5	"		$\sim 0,6$ (неупр.)		71
	$2,50 - 2,38$	"	$1,89 \pm 0,07$			19
	2,49	"	1,76			19
	2,41	"	1,94			19
	2,34	"	2,19			19

Элемент	E_{β} в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{полг}}$	Примечание
12 Mg	0,860	RaTh γ -Be	$3,6 \pm 0,4$			81
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	3,4			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	4,2			47
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	8,7			47
	0,210	RaTh γ -D	$3,9 \pm 0,4$			81
	0,18 или 0,10	d-C	3,3			19
	0,15	RaC γ -Be		$8,4 \pm 2,8$		45
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	5,7			47
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	4,9			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	4,4			47
	D	—		$6,8 \pm 0,7$		19
	C	—		3,3		19
	Медл.	—			0,3	88 Mg ²⁶
	"	—	3,5	4,2		19
13 Al	—	d-Li	$2,12 \pm 0,05$			57
	3,1	d-D		$0,66 - 0,53$		59
	$2,88 \pm 0,04$	"	$2,34 \pm 0,07$			59 Обр. упр. расс.
	2,80	"	2,48			19
	2,8-2,1	"	2,35. $2,66 \pm 0,07$			28
	2,65	"	2,94			19
	2,57	"	2,91			19
	2,5	"	$2,4 \pm 0,3$	$3,8 \pm 0,2$ (45°)		60

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
13 Al	2,5	d - D		2,5 (100°)		60
	2,5	"		3,4±0,5 (45°)		60
	2,5	"		упр. расс.		6 Упр. расс.
				1,1±0,2 (100°)		
				упр. расс.		
	2,50-2,38	"	3,15±0,11			19
	2,49	"	2,18			19
	2,41	"	2,19			19
	2,34	"	2,49			19
	0,88	p-Li	3,9			72
	0,860	RaTh γ-Be	3,1±0,4			31
	0,860	"	3,39±0,25			29
	0,83	Na ²⁴ γ-Be	3,5			47
	0,83	p-Li	4,1			72
	0,62	La ¹⁴⁰ γ-Be	4,1			47
	0,62	p-Li	2,7			72
	0,60	"	3,0			72
	0,22	Na ²⁴ γ-D ₂ O	3,2			47
	0,22±0,04	ThC'' γ-D			3·10 ⁻⁴	19
	0,22	p-Li	5,2			72
	0,210	RaTh γ-D	3,8±0,4			31
	0,20	p-Li	4,0			72
	0,18 или 0,10	d-C	3,7			19
	0,15	RaC γ-Be		4,0±0,4	<0,15	72
	0,14	Mn ⁵⁶ γ-Be	3,2			47
	0,13	Ga ⁷² γ-D ₂ O	5,3			47
	0,13	p-Li	3,7			72
	0,024	Sb ¹²⁴ γ-Be	0,8			47

Элемент	E_{π} в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
13 Al	0,024	p—Li	1,0	$1,5 \pm 0,3$	0,2 0,21	⁷²
	D	—	1,46			¹⁹
	C	—	1,6			⁴⁸
	.	—				¹⁹
	Медл.	—	1,5	1,6	0,42 0,44 $0,19 \pm 0,01$	⁶⁸ Al ²⁷
	.	—				⁶⁹ Al ²⁷
	.	—				¹⁹
	.	—				¹⁹
	.	—				²⁰
	.	—				²⁰
	.	—				⁷⁰
	.	—				.
14 Si	—	d—Li	$2,00 \pm 0,05$	$1,4 \pm 0,7$ $4,2 \pm 0,4$	<0,5	³⁷
	$2,88 \pm 0,04$	d—D	$2,77 \pm 0,08$			³⁹
	$2,8 \pm 2,1$	"	$2,55 \cdot 2,88 \pm 0,07$			³⁸
	$2,50 - 2,38$	"	$2,95 \pm 0,06$			³⁷
	0,86	RaTh γ —Be	$4,4 \pm 0,6$			³¹
	0,210	RaTh γ —D	$7,2 \pm 0,9$			³¹
	0,18 или 0,10	d—C	3,2			⁴⁴
	0,15	RaC γ —Be				⁴⁵
	D	—				¹⁹
	C	—	$3,2 \pm 1,2$			¹⁹ SiO ₂
	.	—	$3,0 \pm 0,7$			¹⁹ SiO ₂
	Рез нейтр.	—	$7,2 \pm 1,2$			⁶³ Si ³⁰
	Медл.	—	2,5			¹⁹ SiO ₂
						¹⁹

Элемент	E_{α} в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
16 S	—	$d\text{--Li}$	$2,23 \pm 0,09$			37
	$2,88 \pm 0,04$	$d\text{--D}$	$3,12 \pm 0,15$			39
	$2,8\text{--}2,1$	"	$2,50 \dots 2,68 \pm 0,07$			39
	2,76	"			0,065	74 $S^{32} + n^1 = Si^{29} + He^4$
	$2,50\text{--}2,38$	"	$2,38 \pm 0,10$			37
	0,860	RaTh $\gamma\text{--Be}$	$2,5 \pm 0,4$			81
	0,83	Na ²⁴ $\gamma\text{--Be}$	2,2			47
	0,22	Na ²⁴ $\gamma\text{--D}_2\text{O}$	2,9			47
	0,210	RaTh $\gamma\text{--D}$	$2,3 \pm 0,4$			19
	0,18 или 0,10	$d\text{--C}$	2,6			44
	0,15	RaC $\gamma\text{--Be}$		$1,0 \pm 0,3$	$< 0,35$	73
	0,14	Mn ⁵⁶ $\gamma\text{--Be}$	4,5			47
	0,13	Ga ⁷³ $\gamma\text{--D}_2\text{O}$	4,2			47
	0,024	Sb ¹²⁴ $\gamma\text{--Be}$	1,0			47
	D	—		$1,3 \pm 0,1$		19
	C	—		1,0		19
	Медл.	—	1,0			19
	"	—	1,4			19
	"	—	2,2			20
	"	—		1,1		19
	"	—		2,0		20
					0,62	30
					$0,44 \pm 0,03$	75 $\sigma_{\text{захв}}$
					$0,35 \pm 0,03$	70
17 Cl	—	$d\text{--Li}$	$2,23 \pm 0,07$			37 CCl ₄
	$2,88 \pm 0,04$	$d\text{--D}$	$3,42 \pm 0,16$			39 CCl ₄

Продолжение

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
17 Cl	2,8-2,1 2,50-2,38 0,860 0,210 0,18 или 0,10 0,15 C Медл. : : : Терм.	d-D . RaTh γ -Be RaTh γ -D d-C RaC γ -Be — — — — —	2,66...2,84 $\pm$ 0,10 2,78 $\pm$ 0,09 4,6 $\pm$ 1,6 3,8 $\pm$ 1,6 2,7 52 39	3,5 $\pm$ 2,1 < 10	 0,3 24 29 $\pm$ 2 27	28 CCl ₄ 37 CCl ₄ 81 PbCl ₂ 81 PbCl ₂ 44 NaCl 45 63 Cl ³⁷ 19 19 19 20 NaCl 47 NaCl 19 HCl
18 Ar	2,5 Терм.	d-D —	2,51		$\sim 10^{-4}$	68 Ar ⁴⁰ + n ¹ = S ³⁷ + He ⁴ 19 $\sim 300^\circ$ абс.
19 K	— 2,88 $\pm$ 0,04 2,8-2,1 2,50-2,38 0,860 0,83 0,62 0,22	d-Li d-D . . . RaTh γ -Be Na ²⁴ γ -Be La ¹⁴⁰ γ -Be Na ²⁴ γ -D ₂ O	3,10 $\pm$ 0,11 3,13 $\pm$ 0,15 3,62...3,67 $\pm$ 0,18 4,15 $\pm$ 0,17 4,3 $\pm$ 1,0 2,7 2,3 1,7			37 39 39 37 31 47 47

Элемент	E_γ в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
19 K	0,210 0,18 или 0,10 0,14 0,13 0,024 C Медл. . . Терм.	RaTh γ -D d-C Mn ⁵⁵ γ -Be Ga ⁷² γ -D ₂ O Sb ¹²⁴ γ -Be — — — — —	7,4 $\pm$ 1,4 3,8? 1,9 1,6 1,2 8,2	 1,5	 ~1,5 ~1,4 2,0 3,2	 . 81 44 KCl 47 47 47 68 K ⁴¹ 69 K ⁴¹ 19 KF 19 KF 20 KHCO ₃ 19 KF
20 Ca	— — 2,50-2,38 0,860 0,210 0,18 или 0,10 C Медл.	d-Li . d-D RaTh γ -Be RaTh γ -D d-C — — — — —	3,65 $\pm$ 0,17 4,10 $\pm$ 0,36 3,85 $\pm$ 0,16 5,2 $\pm$ 0,9 4,1 $\pm$ 1,1 4,9? 11	 9,5	 < 5 0,23 0,50 $\pm$ 0,04 0,37 $\pm$ 0,04	37 CaO 37 CaCO ₃ 87 CaO 81 81 44 CaF ₂ 68 Ca ⁴⁰ 19 19 20 CaO 75 $\sigma_{\text{захв}}$ 70 CaF ₂
21 Sc	Медл.	—			$\geq 2,8$	20

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
22 Ti	— 2,8–2,1 2,50–2,38 0,18 и 0,10 C Медл. · ·	d–L ₁ d–D · d–C — — —	2,55±0,21 1,85...2,11±0,28 1,73±0,16 4,4 11,9	6,2	3,8 5,2±0,3	37 TiO ₂ 28 37 TiO ₂ 44 TiO ₂ 19 TiO ₂ 19 TiO ₂ 20 70 TiO ₂
23 V	0,45 и 0,04 0,22±0,04 Медл. · Терм.	Ra γ–Be ThC'' γ–D — — —	10	< 4	(2,1±0,2) 10 ⁻³ 9 10 ⁻⁴ 6,8	19 19 19 19 19 VOSO ₄
24 Cr	— 2,8–2,1 2,50–2,38 0,860 0,210 0,18 или 0,10 0,09 и 0,5 1 eV Медл. · ·	d–L ₁ d–D · RaTh γ–Be RaTh γ–D d–C Ra γ–Be — — —	3,05±0,08 3,02...3,21±0,09 3,38±0,10 3,5 4,9	3,9±0,6 6,1±0,8 4,8±0,6 4 3,6	2,5±0,05	37 28 37 76 76 44 76 Cr ₂ O ₃ 12 19 19 70 Cr ₂ O ₃

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{полг}}$	Примечание
25 Mn	—	$d-Li$	$3,18 \pm 0,08$			87
	$2,88 \pm 0,04$	$d-D$	$3,82 \pm 0,82$			39
	$2,8-2,1$	.	$3,08 \dots 3,31 \pm 0,10$			28
	$2,50-2,38$	.	$3,02 \pm 0,07$			37
	0,860	RaTh γ -Be		$4,3 \pm 0,7$		38
	0,45 и 0,04	Ra γ -Be			$(4,5 \pm 0,4) 10^{-3}$	19
	$0,22 \pm 0,04$	ThC'' γ -D			$9 \cdot 10^{-4}$	19
	0,210	RaTh γ -D		$6,9 \pm 0,7$		33
	0,18 или 0,10	$d-C$	4,9			44 MnO ₂
	0,133 0,530	Rn γ -Be		$6,2 \pm 0,8$		77
	~ 300 eV	—		5000		78 Рез. расс.
	300 ± 40 eV	—	> 19	120		79
	100 eV	—				80 Обр. расс.
	< 30 eV	—	$2,24 E_n^{-\frac{1}{2}} + 2,2$			79
	25 eV	—		6		80 Обр. расс.
	15 eV	—	~ 3			79
	D	—		$8,4 \pm 0,7$		19
	1 eV	—		$\frac{2,4}{3,0}$		12
	C	—				19
	.	—	19,9			19 MnO
	.	—	19,1			19 MnS
	.	—	25,2			19 MnO ₂
	.	—	33,6			19 MnSO ₄
	Медл.	—	14,3			19

[illegible]

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
27 C	0,860	RaTh γ -Be		$4,5 \pm 0,5$		38
	0,210	RaTh γ -D		$6,8 \pm 0,6$		33
	0,18 или 0,10	d-C	5,2?			44
	0,133 и 0,530	Rn γ -Be		$6,8 \pm 0,6$		77
	115 ± 5 eV	—	> 120			83 Резонанс
	< 5 eV	—	$0,4 E_n^{-\frac{1}{2}} + 6,7$			59
	C	—		5		19
	Медл.	—	39			19
	"	—	35			19
	"	—	26			20
28 Ni	—	d-Li	$2,92 \pm 0,08$			37
	2,8-2,1	d-D	$2,48 \dots 2,78 \pm 0,08$			28
	2,50-2,38	"	$2,56 \pm 0,08$			37
	0,860	RaTh γ -Be		$3,4 \pm 0,7$		38
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	3,5			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	3,7			47
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	5,8			47
	$0,22 \pm 0,04$	ThC'' γ -D			$< 9 \cdot 10^{-1}$	19
	0,210	RaTh γ -D		$5,7 \pm 0,6$		33
	0,18 или 0,10	d-C	6,6			44 NiO
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	4,2			47

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
28 Ni	0,133 и 0,530	Rn γ -Be		$6,0 \pm 0,8$		77
	0,13	Gd ¹⁵² γ -D ₂ O	6,4			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	23			47
	D	—		19 ± 1		19
	1 eV	—		18		12
	C	—		16,8		19
	"	—	22,3		(0,8)	19 NiO
	Медл.	—	19,7			68 (Ni ⁶²)
	"	—	15,4			19
	"	—	21,2			19
	"	—		12,4		20
	"	—		13,9		19
	"	—	20,0			20
	"	—	$19,8 \pm 0,5$			19
	"	—	$14,1 \pm 1,2$			19
	"	—			3,6	20
29 Cu	—	d-Li	$2,97 \pm 0,05$			87
	$2,88 \pm 0,04$	d-D	$2,82 \pm 0,10$			89
	2,8-2,1	"	$2,50 \dots 2,71 \pm 0,06$			28
	2,50-2,38	"	$2,59 \pm 0,06$			87
	2,5	"	$2,7 \pm 0,3$			60
	2,5	"		$3,5 \pm 0,3$ (45°)		60
					$6,2 \pm 0,5$	76
					$5,6 \pm 0,5$	70 Ni ₂ O ₃

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
29 Cu	2,5	$d-D$		$2,2 \pm 0,2$ (100°)		60
	2,5	"		$1,4 \pm 0,3$ (45°)		60 Упр. расс.
	2,5	"		$0,36 \pm 0,1$ (100°)		60 Упр. расс.
	2,5	"		0,448 (23°)		82
	2,5	"		0,418 (33°)		82
	2,5	"		0,276 (44°)		82
	2,5	"		0,186 (55°)		82
	0,860	RaTh γ -Be	$2,78 \pm 0,15$			29
	0,860	"		$2,5 \pm 0,4$		33
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	3,8			47
	0,45 и 0,04	Ra γ -Be			$(3,5 \pm 0,8) 10^{-3}$	19 Cu ⁶⁴
	0,45 и 0,04	"			$(2,1 \pm 0,2) 10^{-3}$	19 Cu ⁶⁶
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	5,3		$9 \cdot 10^{-4}$	47
	0,22 $\pm$ 0,04	ThC'' γ -D				19
	0,210	RaTh γ -D		$4,8 \pm 1,0$		33
	0,18 и 0,10	$d-C$	3,6			44
	0,15	RaC γ -Be		$4,2 \pm 0,7$	$< 0,18$	60
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	5,9			47
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	6,2			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	8,0			47
	1,44 eV	—		8,3		84
	D	—		$8,0 \pm 0,8$		19
	1 eV	—		8		12
	$1 \text{ eV} > E_n >$ $> 0,5 \text{ eV}$	—	7,88			19
	C	—		$10,81 - 7,94$		85 Разл. зерна Cu
	"	—			2,4	68 Cu ⁶⁵
	"	—			1,8	69 Cu ⁶⁵
	Медл.	—	11,9			19

Элемент	P_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
29 Cu	Медл.	—	7,5			19
	"	—	10,3			20
	"	—		8,6		19
	"	—		5,5		20
	"	—	10,5	.		19
	"	—			2,2 (2,6)	20
	"	—			3,6	20
	"	—			4,3 $\pm$ 0,3	75
					3,4 $\pm$ 0,3	70 CuO
30 Zn	—	d-Li	2,80 $\pm$ 0,07			37
	2,88 $\pm$ 0,04	d-D	3,28 $\pm$ 0,10			39
	2,8—2,1	"	2,62...2,74 $\pm$ 0,09			38
	2,5	"	3,0 $\pm$ 0,3			60
	2,5	"		1,7 $\pm$ 0,3 (45°)		60 Упр. расс.
	2,5	"		0,68 $\pm$ 0,2 (100°)		60 Упр. расс.
	2,50—2 38	"	2,68 $\pm$ 0,09			37
	0,860	RaTh γ -Be		2,8 $\pm$ 0,3		33
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	4,3			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	4,7			47
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	5,1			47
	0,210	Ra h γ -D		4,0 $\pm$ 0,4		33
	0,18 или 0,10	d-C	3,6			44
	0,15	RaC γ -Be		4,0 $\pm$ 0,7		73
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	5,4		< 0,16	47
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	6,6			47

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{рас}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
30 Zn	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	9,9			47
	1,44 eV	—		4,2		84
	D	—		8,2 $\pm$ 0,2		19
	1,00 eV	—		4,2		12
	C	—		5,5		19
	Медл.	—	4,7			19
	"	—	4,5			19
	"	—		5,2		19
31 Ga	C	—			1 2	80
	Медл.	—	18,5 $\pm$ 7,6		1,0 $\pm$ 0,06	75
	"	—			0,92 $\pm$ 0,06	70
	"	—				
	"	—				
32 Ge	C	—				68 Ga ⁶⁹
	Медл.	—				100 Ga ⁷¹
	"	—				86
	"	—				19
	"	—				
32 Ge	95 eV	—	>14			88 Резонанс
	40-2,2 eV	—	8,3			88
	1 eV	—		22		12
	Медл.	—	24,3 $\pm$ 7,3			86
	"	—	$\sim$ 75			19 Вычисл.

Элемент	E_β в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
33 As	—	$d\text{—Li}$	$3,83 \pm 0,09$			87
	2,50—2,38	$d\text{—D}$	$3,39 \pm 0,13$			87
	0,460	RaTh $\gamma\text{—Be}$		$5,8 \pm 0,7$		38
	0,45 и 0,04	Ra $\gamma\text{—Be}$			$(3,2 \pm 0,2) 10^{-2}$	19 As ⁷⁶
	$0,22 \pm 0,04$	ThC'' $\gamma\text{—D}$			$8,3 \cdot 10^{-3}$	19 As ⁷⁵
	0,210	RaTh $\gamma\text{—D}$		$6,3 \pm 0,5$		88
	0,18 или 0,10	$d\text{—C}$	4,7			44
	0,133 и 0,530	Rn $\gamma\text{—Be}$		$7,1 \pm 1,1$		77
	D	—		$6,1 \pm 0,8$		19
	Медл.	—	8,6	7,1		19
34 Se	—	—			3,5	20
	—	—			5,2	20
	—	—			6,5	20
	Терм.	—				
	—	—				
	—	—				
	—	—				
	—	—				
	—	—				
	—	—				
34 Se	$2,88 \pm 0,04$	$d\text{—D}$	$4,05 \pm 0,16$			19
	0,460	RaTh $\gamma\text{—Be}$		$4,8 \pm 0,8$		88
	$0,22 \pm 0,04$	ThC'' $\gamma\text{—D}$			$< 3 \cdot 10^{-4}$	19
	0,210	RaTh $\gamma\text{—D}$		$5,5 \pm 0,5$		87
	0,18 или 0,10	$d\text{—C}$	4,5			44
	0,133 и 0,530	Rn $\gamma\text{—Be}$		$5,8 \pm 0,7$		77
	D	—		$12,0 \pm 0,7$		19
	C	—		10		12
	Медл.	—	20,4	12,7		19
	—	—	19			19
34 Se	—	—			12,0	20
	—	—			11,5	19 H ₂ SeO ₃
	—	—			0,2	88 Se ⁷⁴ + n ¹ = Se ⁷⁵ + γ
	—	—				

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	δ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
35 Br	— 2,50-2,38 0,860 0,45 и 0,04 0,22±0,04 0,22±0,04 0,210 0,18 или 0,10 C Медл " " " " Терм	d-Li d-D RaTh γ -Be Ra γ -Be ThC'' γ -D RaTh γ -D d-C — — — —	3,21±0,23 2,69±0,33 6,6 7,3 11,8 740	7,3±1,0 7,8±0,8 7 < 7	 (7,6±0,4) 10 ⁻² 1,60 10 ⁻² 3,01 10 ⁻³ 3,2 7	37 KBr 37 KBr 19 Br ⁸⁰ 19 Br ⁷⁹ 19 Br ⁸¹ 87 44 NaBr 19 12 19 19 20 19 Резонанс 19 NaBr
36 K	2,5 Медл	d-D —	23,5±14		≤3·10 ⁻⁶	68 89
37 Rb	Медл.	—	11,8±1,9			86 RbI
38 Sr	— — 2,50-2,38 0,18 или 0,10	d-Li " D d-D d-C	5,22±0,21 4,30±0,37 4,14±0,21 5,8			87 SrO 37 SrCO ₃ 37 SrO 44 SrO

Продолжение

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
38 Sr	С Медл. : : Терм.	— — — — —	~ 9 .	10 9,5	 1,5 $1,3 \pm 0,1$ 0,13	¹² ¹⁹ ¹⁹ SrS ²⁰ SrO ⁷⁰ SrCO ₃ , захват ⁹⁰ Sr ⁸⁶ + n^1 = Sr ⁸⁷ + γ
39 Y	0,45 и 0,04 Медл. Терм.	Ra γ —Be — —	4	< 14	$(1,9 \pm 0,2) 10^{-3}$	¹⁹ Y ⁹⁰ ¹⁹ Y ₂ O ₃ ⁹¹
40 Zr	7,6 eV 2,3 eV 1,09 eV <0,6 eV Медл. : :	— — — — — — —	> 20 > 25 > 25 > 25 $0,74 E_n^{-\frac{1}{2}} + 6,5$ $16,7$	 16	 0,35	⁹² Резонанс ⁹² ⁹² . ⁹² ¹⁹ ¹⁹ ⁴⁰ Zr(OH) ₄
41 Nb	5000—0,5 eV 1—0,05 eV С Медл. : : Терм.	— — — — — — —	$6,2$ $0,10 E_n^{-\frac{1}{2}} + 6,4$ ~ 14	 5 5	 1,5 1,44	⁸⁸ ⁸⁸ ¹² ¹⁹ ¹⁹ ²⁰ ⁵⁰

Элемент	E_γ в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расc}}$	$\sigma_{\text{пол.}}$	Примечание
42 Mo	2,88±0,04 0,860 0,210 0,133 и 0,530 C Медл. " "	d-D RaTh γ -Be RaTh γ -D Rn γ -Be — — — —	1,06±0,11 7,1	7,9±1,4 9,6±1,2 9,8±1,0 6,5 6,7	 5,8 2,3±0,05	99 98 98 77 12 19 19 98 70 MoO ₃
44 Ru	C Медл. "	— — —	12,5	6 5,9		12 19 19
45 Rh	1,30 eV 1,28 eV ~0,9 eV D C Медл. "	— — — — — — —	>1500 115 102 170		>2500 6100 149	98 Резонанс 94 19 19 19 19 20
46 Pd	0,22±0,01 C Медл. "	ThC'' γ -D — — —	10	4,5 3	2,5 10 ⁻²	19 Pd ¹⁰⁸ 12 19 19

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{полл}}$	Примечание
47 Ag	—	$d-\text{Li}$	$3,56 \pm 0,12$			37
	2,8–2,1	$d-\text{D}$	$3,57 \dots 3,81 \pm 0,15$			28
	2,5	"			0,7	19
	2,50–2,33	"	$4,30 \pm 0,17$			37
	0,860	RaTh γ –Be		$6,6 \pm 0,7$		76
	0,83	Na ²⁴ γ –Be	7,2			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ –Be	7,3			47
	0,45 и 0,04	Ra γ –Be			$0,1 \pm 0,06$	19 Ag ¹⁰⁸
	0,22	Na ²⁴ γ –D ₂ O	7,8			47
	0,22 $\pm$ 0,04	ThC'' γ –D			0,03	19 Ag ¹⁰⁷
	0,22 $\pm$ 0,04				0,046	19 Ag ¹⁰⁹
	0,210	RaTh'' γ –D		$8,1 \pm 0,7$		76
	0,18 или 0,10	$d-\text{C}$	5,5			44
	0,14	Mn ⁵⁶ γ –Be	8,1			47
	0,13	Ga ⁷² γ –D ₂ O	8,1			47
	0,09 и 0,5	Ra γ –Be		$5,6 \pm 0,8$		106
	0,024	Sb ¹²⁴ γ –Be	8,0			47
	1000–80 eV	—	8–9			79
	45 $\pm$ 4 eV	—	~ 16			79 Резонанс
	43 $\pm$ 5 eV	—	~ 14			46 "
	16 $\pm$ 1 eV	—	~ 20			79 "
	13,7 $\pm$ 1 eV	—	~ 14			46 "
	5,1 eV	—	~ 900			79 "
	5,1 $\pm$ 0,2 eV	—	~ 100			46 "
	D	—		$9,1 \pm 0,8$		19
	0,5–0 eV	—		6,6		12
	$\sim 0,5-0,015$ eV	—	$9,05 E_n^{-\frac{1}{2}} + 6,6$			46

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
47 Ag	C	—	535	~ 1	58	19
	Медл.	—	97			19
	"	—	63			19
	"	—	55			19
	"	—	3560	6,3	64 0,19±0,02	20
	"	—				19 Резонанс
	"	—				20
	"	—				95 Захват
48 Cd	—	d—Li	3,71±0,15	7,4±0,9		37
	2,8—2,1	d—D	3,75...4,14±0,15			28
	2,50—2,38	"	4,07±0,17			37
	0,860	RaTh γ—Be				76
	0,83	Na ²⁴ γ—Be	7,1			47
	0,22	Na ²⁴ γ—D ₂ O	7,3	9,6±1,1		47
	0,210	RaTh γ—D				76
	0,18 или 0,10	d—C	4,9			44
	0,14	Mn ⁵⁶ γ—Be	7,3	5,7±0,8		47
	0,13	Ga ⁷² γ—D ₂ O	7,6			47
	0,09 и 0,5	Ra γ—Be				76
	0,024	Sb ¹²⁴ γ—Be	6,9			47
	1 eV	—				12
	0,18 eV	—	7800±800	6,0		55 Резонанс
	0,180 eV	—	7800			96

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
48 Cd	0,178 eV	—	7250	$5,30 \pm 0,7$ $3,7 \pm 0,4$	2950 0,1 0,3 0,04 2900	97 Резонанс
	0,176 eV	—	7200 ± 200			79
	0,04 eV	—	2300 ± 650			35
	D	—				19
	Медл.	—	4500	19		
	"	—	3300	19		
	"	—	2640	19		
	"	—		20		
	"	—		30 Cd(NO ₃) ₂		
	"	—		98 Образов. Cd ¹¹⁷		
49 In	0,45 и 0,04	Ra γ -Be	≥ 3000 ≥ 1200 ≥ 26000	$764 - 626$	$(4,7 \pm 0,4) 10^{-2}$ ≥ 20000 147 2,52	19 In ¹¹⁶
	$8,6 \pm 0,4$ eV	—				98 Резонанс
	$3,8 \pm 0,2$ eV	—				98 "
	$1,44 \pm 0,02$ eV	—				98 "
	1,44 eV	—	≥ 5200 ≥ 15000			99 "
	$1,44 \pm 0,01$ eV	—				46 "
	1,39 eV	—				93 "
	Медл.	—				19 "
	"	—	$198 \pm 11,3$			20 "
	"	—				86
"	—	98 $\ln + n = \ln(48 \text{ дн.}) + \gamma$				

Элемент	E_d в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
50 Sn	—	d -Li	$3,60 \pm 0,13$			37
	$2,88 \pm 0,04$	d -D	$4,39 \pm 0,16$			39
	$2,8-2,1$	"	$3,82 \dots 4,15 \pm 0,14$			38
	$2,50-2,38$	"	$3,82 \pm 0,19$			39
	—	"		$0,760 (23^\circ)$		32
	—	"		$0,758 (33^\circ)$		32
	—	"		$0,382 (44^\circ)$		32
	—	"		$0,335 (55^\circ)$		32
	$0,860$	RaTh γ -Be		$4,9 \pm 0,5$		33
	$0,83$	Na ²⁴ γ -Be	6,7			47
	$0,62$	La ¹⁴⁰ γ -Be	6,8			47
	$0,22$	Na ²⁴ γ -D ₂ O	6,3			47
	$0,210$	RaTh γ -D		$4,9 \pm 0,6$		38
	$0,18$ или $0,10$	d -C	5,2			44
	$0,15$	RaC γ -Be		$5,2 \pm 1,1$	$< 0,30$	78
	$0,14$	Mn ⁵⁶ γ -Be	6,4			47
	$0,133$ и $0,530$	Rn γ -Be		$4,1 \pm 0,6$		77
	$0,13$	Ga ⁷² γ -D ₂ O	6,4			45
	$0,024$	Sb ¹²⁴ γ -Be	5,9			47
	D	—		$4,9 \pm 1,3$		39
	1 eV	—		5,0		13
51 Sb	Медл.	—	4,0			19
	"	—		4,9		30
	"	—			$0,40$	30
	"	—			$0,53 \pm 0,05$	70
	"	—				
51 Sb	—	d -Li	$4,36 \pm 0,13$			37
	$2,8-2,1$	d -D	$4,50 \dots 4,80 \pm 0,14$			28
	$2,50-2,38$	"	$4,88 \pm 0,16$			37

Элемент	E_γ в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
51 Sb	0,860	RaTh γ -Be		$4,3 \pm 0,6$		38
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	6,4			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	5,7			47
	0,45 и 0,04	Ra γ -Be			$(6,3 \pm 0,6) 10^{-2}$	10 Sb ¹²² , ¹²⁴
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	6,1			47
	$0,22 \pm 0,04$	ThC'' γ -D			0,011	19 Sb ¹²¹
	0,210	RaTh γ -D		$5,8 \pm 0,7$		38
	0,18 или 0,10	d-C	5,4			44
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	6,4			47
	0,133 и 0,530	Rn γ -Be		$4,4 \pm 0,6$		77
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	6,9			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	6,3			47
	~1000-40 eV	—	6			79
	$21 \pm 1,5$ eV	—	>19			79 Резонанс
	$19,2 \pm 1,0$ eV	—	>12,5			46
	15 ± 1 eV	—	>22			79
	$6,3 \pm 0,2$ eV	—	>15			46
	$5,8 \pm 0,15$ eV	—	>40			79
	D	—		$3,0 \pm 1,0$		19
	1 eV	—		4,2		19
	$1-0,015$ eV	—	$0,64 E_n^{-\frac{1}{2}} + 4,2$			46, 79
	C	—		1,7		19
	"	—			3,6	68 Sb ¹²¹
	"	—			3,3	69
	"	—			2,3	63 Sb ¹²³
	Медл.	—	8,1			19
	"	—		6,5		19
	"	—			4,4	20 Sb ₂ O ₃
	"	—			$5,3 \pm 0,3$	75
	"	—			$4,8 \pm 0,3$	70

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
52 Te	0,860	RaTh γ -Be	8,2	$5,3 \pm 0,6$	$> 0,001$	33
	$0,22 \pm 0,04$	ThC'' γ -D		$5,7 \pm 0,9$		19
	0,210	RaTh γ -D		$5,1 \pm 0,7$		33
	0,133 и 0,530	Rn γ -Be		5,3		77
	C	—				20
	Медл.	—			2,95	19
	.	—				20
53 J	—	d-Li	$4,36 \pm 0,19$	$7,8 \pm 0,9$	$(6,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$	37
	2,8—2,1	d-D	$4,75 \dots 4,95 \pm 0,20$			38
	2,57—2,38	.	$5,40 \pm 0,25$			37
	0,860	RaTh γ -Be				33
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	6,7			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	6,8			47
	0,45 и 0,04	Ra γ -Be				19 J ²³
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	6,1			47
	$0,22 \pm 0,04$	ThC'' γ -D				19 J ²⁷
	0,210	RaTh γ -D				33
	0,18 или 0,10	d-C	6,6			44 KJ
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	6,5			47
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	6,6			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	7,0			47
	200 000—50 eV	—	~ 6			33
	500 eV	—	~ 7			100
	42—32 eV	—	~ 16			33 Резонанс
	38 eV	—	~ 40			100

Элемент	E_{α} в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{полг}}$	Примечание
53 J	$20,6 \pm 0,4$ eV $20,3$ eV $\sim 15 - 0,005$ eV $1 - 0,04$ eV D C Медл. . . . Терм. .	— — — — — — — — — —	$> 7,5$ $\geq 20,5$ $1,06 E_n - \frac{1}{2} + 3,6$ $1,12 E_n - \frac{1}{2} + 3,8$ 9,4 14 10,3	$< 4,8$ 4,1	5,0 6,25 ~ 8 6,8	⁸⁸ Резонанс ¹⁰⁰ ¹⁰⁰ ⁸⁸ ¹⁹ ¹⁹ ¹⁹ ⁸⁰ PbJ ₂ ²⁰ ¹⁰¹ J ¹²⁷ , захват ¹⁰¹ J ¹²⁹ , ¹⁹ NaJ ¹⁰⁰ 300° абс.
54 X	Медл.	—	$36,9 \pm 13$			⁸⁰
55 Cs	Медл.	—	$50,5 \pm 3,8$			⁸⁶ CsCl
56 Ba	— — 2,8—2,1 2,50—2,38	d—Li . d—D .	$6,15 \pm 0,22$ $5,80 \pm 0,37$ $6,51 \dots 6,89 \pm 0,27$ $6,19 \pm 0,23$			⁸⁷ BaO ⁸⁷ BaCO ₃ ²⁸ BaO ³⁷ .

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
56 Ba	0,860 0,22±0,04 0,210 0,09 и 0,5 C Медл. · Терм	RaTh γ-Be ThC'' γ-D RaTh γ-D Ra γ-Be — — — —	10	5,1±0,8 7,1±0,8 8,1±1,0 8,2	<2·10 ⁻⁴ 0,95 1,3±0,1 <1	76 19 Ba ¹³⁸ 76 76 19 BaF ₂ 20 BaCO ₃ 20 70 BaO 19 Ba (C ₂ H ₃ O ₂) ₂
57 La	0,45 и 0,04 C · Медл. · Терм.	Ra γ-Be — — — — —	26±7 32±7 80 10 10		(4±0,5) 10 ⁻³ 9,1	19 La ¹⁴⁰ 19 19 19 19 20 La (CH ₃ COO) ₃ 91
58 Ce	· Медл. ·	— — ·	3+4 25 ~15			19 19 19
59 Pr	0,45 и 0,04 C Медл.	Ra γ-Be — —	3,5±9 0 25		(1,1±0,04) 10 ⁻³	19 Pr ¹⁴² 19 19

Элемент	E_γ в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
60 Nd	5 eV 0,08 eV Медл. * Терм. *	— — — — — —	~ 20 ~ 70 220 65 72	15	92	¹⁰² ¹⁰² ¹⁹ ²⁰ ⁹¹ ¹⁰²
62 Sm	C 0,096 eV 0,096 eV Медл. * Терм.	— — — — — —	5960+400 15 500 4700 6500-7300 7040		93 000	¹⁹ ⁹⁴ Резонанс ⁹³ Sm ¹⁴⁹ , рез. захв. ¹⁹ Sm ₂ O ₃ ¹⁹ ⁹¹
63 Eu	0,45 и 0,04 22 eV 9,2 eV 3,3 eV 0,54 eV 0,465 eV C * < 0,03 eV Т рм.	Ra γ -Be — — — — — — — — —	> 1100 > 600 > 900 5670 3810+360 4120+670 ~ 1000 2700		(9,5±0,5) 10 ⁻² 20 000 > 3000	¹⁹ Eu ¹⁵² , ¹⁵⁴ ⁹⁴ Резонанс ⁹⁴ ⁹⁴ ⁹³ Eu ¹⁵³ , рез. захв. ⁹⁴ Eu ¹⁵³ ¹⁹ ¹⁹ ¹⁹ Вычисл. ⁹³ Eu ¹⁵¹ , рез. захв. ⁹¹

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{полл}}$	Примечание
64 Gd	0,2–0,003 eV C " " 0,044 eV " " 0,031 eV Терм.	— — — — — —	3000...125 000 35 700±3300 2920±1850 30000 44 000 22 560		190 000	116 19 19 19 Gd ₂ O ₃ 93 Gd ¹⁵⁷ , рез. захв., $\sigma_{\text{захв.}} \text{ Gd}^{155} \text{ в } \sim 3 \text{ па-}$ $3\alpha < \sigma_{\text{захв.}} \text{ Gd}^{157}, 115$ 94 91
65 Tb	0,45 и 0,04 Терм.	Ra γ -Be —	15		0,18±0,02	19 Tb ¹⁶⁰ 91
66 Dy	0,22±0,04 5,5 eV 1,74 eV C 0,15–0 007 eV Медл. " " Терм. " " " "	ThC'' γ -D — — — — — — — — — —	> 270 > 330 863±53 400...2100 780 ~1180 780		<0,007 745 725 870	19 Dy ¹⁶⁴ 108 Резонанс 108 19 116 19 20 Dy ₂ O ₃ 94 87 Dy ¹⁶⁴ +n ¹ =Dy ¹⁶⁵ + γ 108 Захват 91

Элемент	E_γ в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
67 Ho	C Терм.	— —	47 ± 26 52			¹⁹ ⁹¹
68 Er	C Терм.	— —	233 ± 46 185			¹⁹ ⁹¹
69 Tm	C Терм	— —	69 ± 26 114			¹⁹ ⁹¹
70 Yb	C Терм.	— —	46 ± 28 50			¹⁹ ⁹¹
71 Cr	0,45 и 0,04 C Медл	Ra γ -Be —	99 ± 27 165		$0,17 \pm 0,01$	¹⁹ Сравн. ¹⁷⁶ ¹⁹ ⁹¹
72 Hf	Медл.	—	$175,4 \pm 29,0$			⁸⁶ HfO ₂
73 Ta	37 ± 3 eV 22 ± 2 eV $10,0 \pm 0,3$ eV $4,1 \pm 0,1$ eV 1 eV	— — — — —	~ 16 ~ 22 ~ 30 ~ 100	7 2		⁹² Резонанс ⁹² ⁹² " ⁹² " ¹² "

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{рас}$	σ_{total}	Примечание
73 Ta	< 1 eV	—	$3,0 E_n^{-1/2} + 7,2$	—	—	92
	Медл.	—	27	10	—	19
	"	—	—		19	
	"	—	—		11,5	10 Hg + a ₂ O ₄
	Терм.	—	—		20	104 Ta ¹⁸¹ + n ¹ = Ta ¹⁸² + γ
	"	—	—	—	20,6	104 Ta ¹⁸¹ + n ¹ = Ta ¹⁸² + γ
	"	—	—	—	0,034	
74 W	—	d-Li	5,40±0,15	6,8±0,9	2,6·10 ⁻³	37
	2,8—2,1	d-D	5,77...6,10±0,19			28
	2,50—2,38	—	6,21±0,23			37
	0,860	RaTh γ -Be	—			33
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	7,7			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ -Be	7,8	9,0±0,7		47
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	8,0			47
	0,22±0,04	ThC'' γ -D	—			19
	0,210	RaTh γ -D	—			33
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	9,4			47
	0,133 и 0,530	Rn γ -Be	—	9,7±0,7		77
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	10,0			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be	13,8			47
	180 eV	—	26			92 Резонанс
	45 eV	—	28			92
	18,0±0,5 eV	—	200			92
	7,4±0,2 eV	—	34			92
	4,0±0,1 eV	—	80			92

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
74 W	D	—		$9,3 \pm 2$		19
	$< 1 \text{ eV}$	—	$2,72 E_n^{-\frac{1}{2}} + 5,7$			92
	0,5 eV	—		5,7		19
	Медл.	—	23			19
	.	—		7,8		19
	.	—	17,5		20,4	90
75 Re	Медл.	—	89			19
	.	—			104	90
76 Os	$20 \pm 1 \text{ eV}$	—	> 23			88 Резонанс
	$8,8 \pm 0,3 \text{ eV}$	—	> 50			88
	$6,5 \pm 0,3 \text{ eV}$	—	> 36			88
		—	$-\frac{1}{2}$			88
	$4 - 0,02 \text{ eV}$	—	$2,7 E_n^{-\frac{1}{2}} + 15$			12
	1 eV	—		10		19
	Медл.	—	27			19
	.	—		10,8		
77 Ir	0,45 и 0,04	Ra γ -Be			$0,13 \text{ или } 0,20 \pm \pm 0,006$	19 Ir ¹⁹³ , 194
	14 eV	—	18 ± 3			79
	6,0 eV	—	97			94 Резонанс

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
77 Ir	3,5—2,2 eV 1,35 eV 1,29 eV 1,27±0,04 eV 0,64 eV 0,635 eV 0,620 eV Медл. " " Терм.	— — — — — — — — — — —	25±4 612 1880 4000 4500 543 2930 410 285 325 $\frac{1}{2}$ 64 $E_n - \frac{1}{2} + 14$			79 94 Резонанс 97 " 79 " 79 " 94 " 97 " 19 " 19 " 20 " 79
78 Pt	3,1 1000 eV 160 eV 18,2±1 eV 11,5±0,4 eV 1 eV 0,8—0,04 eV Медл.	d—D — — — — — — — —	13 15 18 30 $1,03 E_n - \frac{1}{2} + 12,0$ 21,5 25	0,47—0,44 12 8,3		59 Обр. упр. расс. 98 Резонанс 92 " 92 " 12 " 92 " 19 " 19 "

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
79 Au	3,1	d-D		0,59—0.50	$0,13 \pm 0,00$ 0,023	59 Обр. упр. расс. 19 Au ¹⁹⁸ 19 Au ¹⁹⁷ 94 Резонанс 97 Au ¹⁹⁷ + n ¹ = Au ¹⁹⁸ + γ . 46 рез. захв. 117, 116
	0 45 и 0,04	Ra γ -Be				
	$0,22 \pm 0,01$	ThC'' γ -D				
	5,4 eV	—	> 211			
	4,8 eV	—	60000			
	4,8 + 0 2 eV	—	> 2400			
	$0,3 - 0,01$ eV	—	$(14,9 \pm 0,3) \times$ $\times E_n^{-\frac{1}{2}} \left(1 + \right.$ $\left. + 0,42 E_n^{-\frac{1}{2}} \right) +$ $\left. + (9,0 \pm 2) \right)$			
	Медл.	—	103			
	"	—	88			
	"	—	80			
-80 Hg	—	d-L ₁	$5,47 \pm 0,19$		72	19 19 19 20 94 116 300° абс. 117 300°
	$2,88 \pm 0,04$	d-D	$5,34 \pm 0,20$			
	2 8—2,1	"	4,75...5,27 ± 0,22			
	2,50—2,38	"	$5,13 \pm 0,23$			
		"				

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
80 Hg	0,860	RaTh γ -Be	6,8	$6,4 \pm 0,5$		33
	0,210	RaTh γ -D		$7,8 \pm 0,6$		33
	0,18 или 0,10	d-C				44
	0,133 и 0,530	Rn γ -Be		$9,7 \pm 1,2$		77
	2,5-0,02 eV	—	$64 E_n - \frac{1}{2} + 15$			46
	D	—		$12,0 \pm 1,0$		19
	1-0,004 eV	—			$\frac{1180}{v}$	81 v в $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$, захват
	1-0 eV	—		15		12
	C	—		28		19
	Медл.	—	355			19
	"	—	380			19
	"	—		5		19
	"	—			325	20
	"	—	450			20
	"	—		4,7		20
	"	—			3100	$^{105}\text{Hg}^{196} (n, \gamma)$
	"	—			2500	$^{105}\text{Hg}^{199} (n, \gamma); (n, 2n)$
	"	—			~ 60	$^{105}\text{Hg}^{200} (n, \gamma)$
	"	—			~ 60	$^{105}\text{Hg}^{201} (n, \gamma); (n, 2n)$
	"	—			~ 60	$^{105}\text{Hg}^{202}$
	"	—			~ 60	$^{105}\text{Hg}^{204}$

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
81 Tl	0,860	RaTh γ -Be		$6,7 \pm 1,2$	$0,013 \dots 0,006$ $\pm 0,003$ $0,001$	33
	0,45 и 0,04	Ra γ -Be				19 Tl ²⁰⁴ , ²⁰⁶
	0,22 $\pm$ 0,04	ThC'' γ -D		$6,7 \pm 1,2$		19
	0,210	RaTh γ -D		$8,2 \pm 1,2$		33
	0,133 и 0,530	Rn γ -Be				77
	1100 eV	—	$\begin{matrix} \geq 12 \\ 15 \end{matrix}$			83 Резонанс
	270 eV	—	$\begin{matrix} \geq 12 \\ 15 \end{matrix}$			83
	10-0,02 eV	—	$0,6 E_n^{-\frac{1}{2}} + 9,7$			88
	1 eV	—		9,7		12
	C	—			$< 3,3$	63 Tl ²⁰³
82 Pb	Медл.	—	11		0,17	64 Tl ²⁰³
	.	—		14,2		19
	.	—				19
	.	—			2,2	20
	.	—			3,2	20
	—	d-Li	$5,10 \pm 0,13$	2,5 - 2,3		37
	3,1	d-D	$6,74 \pm 0,24$			59 Обр. упр. расс.
	2,88 $\pm$ 0,04	.		$1,31 \pm 0,53$		39
	2,5	.		$0,63 \pm 0,2$		103 Неупр. расс.
	2,5	.	$6,0 \pm 0,7$	$9,2 \pm 0,6$ (45°)		197 " "

Продолжение

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{полл}}$	Примечание
82 Pb	2,5	d D	$5,25 \pm 0,15$	$3,1 \pm 0,8$ (100°)	< 0,31	60
	2,5	"		$5,0 \pm 0,6$ (45°)		60 Упр. асс.
	2,5	"		$2,5 \pm 0,4$ (100°)		60 " "
	2,50-2,38	"				37
	—	"				82
	—	"				82
	—	"				82
	0,860	RaTh γ - Be	$6,83 \pm 0,40$			29
	0,860	"		$5,1 \pm 0,6$		33
	0,83	Na ²⁴ γ - Be	5,8			47
	0,62	La ¹⁴⁰ γ - Be	6,1			47
	0,22	Na ²⁴ γ - D ₂ O	8,6			47
	0,210	RaTh γ - D		$6,2 \pm 0,7$		83
	0,18 или 0,10	d -C	7,2			44
	0,15	RaC γ - Be		$7,3 \pm 1,4$		73
	0,14	Mn ⁵⁶ γ - Be	10,6			47
	0,13	Ga ⁷² γ - D ₂ O	10,6			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ - Be	11,4			47
	D	—	11,39			48
	"	—		$9,8 \pm 0,8$		19
	1 eV	—		12,5		12
	C	—		5,0		19
	Медл.	—	12,5			19
	"	—	8,6			19
	"	—		12,9		19
	"	—				20
	"	—				70 Pb ₃ O ₄ , захв.
					0,32	
					$0,23 \pm 0,06$	

Элемент	E_{β} в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{рас}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
82 Рь	М д.л.	—	10	9,0	0,8 $2,5 \pm 0,2$ $\sim 10^{-3}$ $< 7 \cdot 10^{-4}$ $< 1,7 \cdot 10^{-4}$ $< 1,1 \cdot 10^{-5}$ $< 1,1 \cdot 10^{-5}$ $< 5 \cdot 10^{-6}$	20
	"	—				20
	"	—				20
	Терм.	—				19
	"	—				108 Рь ²⁰⁸
	"	—				108 Рь ²⁰⁴
	"	—				109 Рь ²⁰⁴ , деление
	"	—				109 Рь ²⁰⁶ , "
	"	—				109 Рь ²⁰⁷ , "
	"	—				109 Рь ²⁰⁸ , "
83 Вг	—	d-L1	$5,23 \pm 0,22$	2,27 (22°) 1,35 (33°) 0,68 (44°) 0,24 (55°) $5,4 \pm 0,7$ $8,4 \pm 0,8$		37
	2,8-2,1	d-D	$5,35 \dots 6,01 \pm 0,19$			38
	2,50-2,38	"	$6,30 \pm 0,21$			37
	—	"				38
	—	"				38
	—	"				38
	0,860	RaTh γ -Be				33
	0,83	Na ²⁴ γ -Be	5,9			47
	0,22	Na ²⁴ γ -D ₂ O	8,0			47
	0,210	RaTh γ -D				33
	0,18 или 0,10	d-C	7,7			44
	0,14	Mn ⁵⁶ γ -Be	9,7			47

Продолжение

Элемент	E_n в MeV	Источник нейтронов	σ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{погл}}$	Примечание
83 Bi	0,133 и 0,530	Rn γ -Be	10,2	8,1 $\pm$ 1,3		77
	0,13	Ga ⁷² γ -D ₂ O	12,1			47
	0,024	Sb ¹²⁴ γ -Be				47
	D	—		16 $\pm$ 1		19
	1 eV	—		9,2		12
	1,0 > E _n > 0,5 eV	—	8,34			19
	C	—		9,2		19
	Медл.	—	8,9		< 0,1	63 Bi ²⁰⁹
	"	—	8,2	8,9		19
	"	—			0,33	20
	"	—			0,45	20
	Терм.	—			0,023	110 Bi ²⁰⁹ + n ¹ = Bi ²¹⁰ + γ
84 Po	Терм.	—			$\leq 0,01$	61 Пор. вел., $\sigma_{\text{захв.}}$
	"	—			0,001	108 Bi ²⁰⁹
	"	—			< 2.5.10 ⁻⁶	109 Bi ²⁰⁸ , деление
	"	—				
	"	—				
84 Po	Терм.	—			< 0,1	109 Po ²¹⁰ , деление
90 Th	2,4	d-D			0,1	19 Деление
	0,18 или 0,10	d-C	7,3 ²		7,1	19 ThO ₂
	Медл.	—			6,0 $\pm$ 0,3	19
	Терм.	—				

Элемент	E_d в MeV	Источник нейтронов	τ	$\sigma_{\text{расс}}$	$\sigma_{\text{полл}}$	Примечание
92 U	2,4	$d \rightarrow D$			0,5	¹⁹ Деление
	Быстр. нейтр.		14,4			¹⁹
	—	Ra γ - Be	6 ± 2			¹⁹
	—		5			¹⁹
	—	Rn γ - Be			0,1	¹⁹ Деление
	0,860	RaTh γ - Be	$8,0 \pm 0,4$			⁹⁸
	0,18 или 0,10	$d \rightarrow C$	17			¹⁹
	5 и 30 eV	—			5000	¹⁹ Резон. захват
	Медл.	—	$23,1 \pm 0,5$	12 ± 3	$11 \pm 0,3$	¹⁹
	"	—			$1,3 \pm 0,45$	¹⁹
	"	—	23	12		²⁰
	"	—			1,5	²⁰
93 Np	Терм.	—	20 ± 2	15	3	¹⁹
	"	—			2-3	¹⁹ Деление
	"	—			2	¹⁹ UO ₃ , деление
	"	—			400-500	¹⁹ U ²³⁵ , "
	"	—	$1,5 \pm 0,2$			¹⁹ U ²³⁸
93 Np	3 до ~ терм.				1,5-0,0	¹¹¹ Np ²³⁷ , деление, см
	0,890-0,375				1,2-0,1	рис. 3 ¹¹² Np ²³⁷ , деление
94 Pu	Медл.					¹¹³ $\sigma_d \text{ Pu}^{239} > \sigma_d \text{ U}^{235}$

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Gamov, *Zeits. f. Phys.* **52**, 510 (1929); Condon and Gerney, *Phys. Rev.* **33**, 127 (1929); Konopinski and Bethe, *Phys. Rev.* **54**, 180 (1938); Weisskopf and Ewing, *Phys. Rev.* **57**, 472 (1940).
2. Oppenheimer and Phillips, *Phys. Rev.* **48**, 500 (1935).
3. Более строгое решение задачи о перераспределении энергии при упругих столкновениях см. в работе Condon and Breit, *Phys. Rev.* **49**, 229 (1936).
4. См., напр., Goudsmit, *Phys. Rev.* **49**, 406 (1936).
5. Сиборг, *Усп. физ. наук*, **28**, 285 (1946).
6. См., напр., Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **9**, 69 (1937); Livingston and Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **9**, 244 (1937).
7. Jentschke and Prankl, *Zeits. f. Phys.* **119**, 696 (1942); Jentschke, *Zeits. f. Phys.* **120**, 165 (1943); *Journ. Amer. Chem. Soc.* **68**, 2411 (1946).
8. Anderson, Fermi and Hanstein, *Phys. Rev.* **55**, 797 (1939) ($v \cong 2$); Anderson, Fermi and Szillard, *Phys. Rev.* **56**, 284 (1939) ($v \cong 1,5$); Bratt, *Helv. Phys. Acta* **12**, 553 (1939) ($v = 2,95 \pm 0,5$); Hanny and Rosenberg, *C. R.* **208**, 893 (1939) ($v > 1$); Hagiwara, *Rev. Phys. Chem. Japan* **13**, 145 (1939) ($v = 2,6$); Halban, Joliot and Kowarski, *Nature*, **143**, 470 (1939) ($v = 3,5 \pm 0,7$); Turner, *Phys. Rev.* **57**, 334 (1940) ($v = 2,6 \pm 0,6$); Michiels, Parry and Thomson, *Nature* **143**, 760 (1939) ($v > 1$); Szillard and Zinn, *Phys. Rev.* **55**, 619 (1939) ($v = 2,3$); Zinn and Szillard, *Phys. Rev.* **56**, 619 (1939) ($v = 2, 3$).
9. Farwell, Segre and Wiegand, *Phys. Rev.* **71**, 327 (1947); Tsien San-Tsiang, Ho Zahwei, Chastel and Vignerou, *Phys. Rev.* **71**, 382 (1947); Wollan, Moak and Sawyer, *Phys. Rev.* **72**, 417 (1947).
10. Bohr, *Nature*, **137**, 314 (1936); Бор и Калькар, *УФН*, **20**, 317 (1938).
11. Breit and Wigner, *Phys. Rev.* **49**, 519 (1935); Bethe and Placzek, *Phys. Rev.* **51**, 450 (1937); Kapur and Peierls, *Proc. Roy. Soc.* **166**, 277 (1938); Siegart, *Phys. Rev.* **53**, 750 (1939); Breit, *Phys. Rev.* **61**, 472 (1946).
12. Feshbach, Peaslee and Weisskopf, *Phys. Rev.* **71**, 145 (1947).
13. Zinn, *Phys. Rev.* **71**, 752 (1947).
14. Moyer, Peters and Schmidt, *Phys. Rev.* **69**, 666 (1946); Dempster, *Phys. Rev.* **71**, 829 (1947).
15. Sturm, *Phys. Rev.* **71**, 757 (1947).
16. Bohr and Wheeler, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939).
17. Kiehn, *Phys. Rev.* **72**, 88 (1947).
18. Weisskopf and Ewing, *Phys. Rev.* **57**, 472 (1940).
19. Diebner, Herrmann and Grassmann, *Phys. Zeits.* **440** (1942).
20. Volz, *Zeits. f. Phys.* **121**, 201 (1943).
21. Wattenberg, *Phys. Rev.* **71**, 497 (1947).
22. См., напр., Амальди и Ферми, *Усп. физ. наук* **17**, 343 (1937).
23. Böhm and Richman, *Phys. Rev.* **71**, 567 (1947).
24. Sherr, *Phys. Rev.* **68**, 240 (1945).
25. Sletator, *Phys. Rev.* **72**, 207 (1947).
26. Ageno, Amaldi, Bociarelli and Trabacchi, *Phys. Rev.* **71**, 20 (1947).
27. Bailey, Bennett, Bergstrahl, Nuckolls and Williams, *Phys. Rev.* **70**, 583 (1946).
28. Aoki, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* **21**, 232 (1939).
29. Good and Scharff-Goldhaber, *Phys. Rev.* **59**, 917 (1941).
30. Leipunsky, *J. Phys. USSR* **3**, 231 (1940).
31. Голобородько и Лейпунский, *ДАН* **26**, 41 (1940).

32. Frisch, Phys. Rev. **70**, 589 (1946).
33. Голобородько и Лейпунский, ДАН **30**, 703 (1941).
34. Schulz and Goldhaber, Phys. Rev. **67**, 202 (1945).
35. Manley, Haworth and Luebke, Phys. Rev. **61**, 152 (1942).
36. Rarita and Schwinger, Phys. Rev. **59**, 436 (1941).
37. Kikuchi and Aoki, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **21**, 75 (1939).
38. Nuckolls, Bailev, Bennett, Bergstrahl, Richards and Williams, Phys. Rev. **70**, 805 (1946).
39. Zinn, Seely and Cohen, Phys. Rev. **56**, 260 (1939).
40. Staub and Stephens, Phys. Rev. **55**, 131 (1939; Staub and Tattel, Phys. Rev. **58**, 820 (1940).
41. Hudspeth and Dunlap, Phys. Rev. **57**, 971 (1940).
42. Hall and Koontz, Phys. Rev. **72**, 196 (1947).
43. Motz and Schwinger, Phys. Rev. **58**, 26 (1940).
44. Amaldi, Boccarelli, Rasetti and Trabacchi, Phys. Rev. **56**, 881 (1939).
45. Перфильева и Фёдоров, ЖЭТФ **7**, 691 (1937).
46. Havens and Rainwater, Phys. Rev. **70**, 154 (1946).
47. Fields, Russel, Sachs and Wattenberg, Phys. Rev. **71**, 508 (1947).
48. Marschall, Phys. Rev. **70**, 167 (1946).
49. Fermi, Sturm and Sachs, Phys. Rev. **71**, 589 (1947).
50. Anderson, Fermi, Wattenberg, Weil and Zinn, Phys. Rev. **72**, 16 (1947).
51. Barshall, Battat and Bright, Phys. Rev. **70**, 458 (1946).
52. Leipunsky, J. Phys. USSR **3**, 231 (1940).
53. Sutton, McDaniel, Anderson and Lavatelli, Phys. Rev. **71**, 272 (1947).
54. См., также, Manley, Haworth and Luebke, Phys. Rev. **69**, 405 (1946).
55. Rainwater and Havens, Phys. Rev. **70**, 136 (1946).
56. Bacher, Baker and McDaniel, Phys. Rev. **69**, 443 (1946).
57. Fermi, Marshall and Marshall, Phys. Rev. **72**, 193 (1947).
58. Sherr, Phys. Rev. **61**, 734 (1942).
59. Manley, Agnew, Barshall, Bright, Coon, Graves, Jorgensen and Waldman, Phys. Rev. **70**, 612 (1946).
60. Barshall and Ladenburg, Phys. Rev. **61**, 129 (1942); Barshall, Ladenburg and Van Voorhis, Phys. Rev. **59**, 917 (1941).
61. Muelhaue and Goldhaber, Phys. Rev. **70**, 85 (1946).
62. Barshall and Battat, Phys. Rev. **70**, 245 (1946).
63. O'Neal and Goldhaber, Phys. Rev. **59**, 102 (1941).
64. Manley, Haworth and Luebke, Phys. Rev. **59**, 109 (1941).
65. Hincks, Phys. Rev. **70**, 770 (1946).
66. Seren, Moger and Sturm, Phys. Rev. **70**, 561 (1946).
67. Seren, Freidlander and Turkel, **71**, 463 (1947).
68. Graves and Coon, Phys. Rev. **70**, 101 (1946).
69. Rasetti, Phys. Rev. **58**, 869 (1940).
70. Coltman and Goldhaber, Phys. Rev. **69**, 411 (1946).
71. Little, Long and Mandeville, Phys. Rev. **69**, 414 (1946).
72. Seagondollar and Barshall, Phys. Rev. **72**, 439 (1947).
73. Лейпунский, Розенкевич и Тимошук, ЖЭТФ **7**, 33 (1937)
74. Huber, Helv. Phys. Acta, **14**, 163 (1941).
75. Coltman, Phys. Rev. **59**, 917 (1941).
76. Голобородько, ДАН **30**, 307 (1941).
77. Голобородько, ЖЭТФ **10**, 376 (1940).
78. Seidl, Harris and Dansdorff, Phys. Rev. **72**, 168 (1947).
79. Rainwater, Havens, Wu and Dunning, Phys. Rev. **71**, 65 (1947)

80. Barbre and Goldhaber, Phys. Rev. **71**, 141 (1947).
81. Manley, Berger and Gillette, Phys. Rev. **69**, 254 (1946).
82. Kikuchi, Aoki and Watatuki, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **21**, 410 (1939).
83. Wu, Rainwater and Havens, Phys. Rev. **71**, 174 (1947).
84. Hanstein, Phys. Rev. **59**, 489 (1941).
85. Nix and Clement, Phys. Rev. **68**, 159 (1945).
86. Lauterjung, Ann. Phys. **41**, 177 (1942).
87. Голобородько и Лейпунский, ДАН **25**, 7 (1939).
88. Freidlander, Seren and Turkel, Phys. Rev. **72**, 23 (1947).
89. Riezier, Ann. Phys. **41**, 193 (1942).
90. Seren, Freidlander and Turkel, Phys. Rev. **71**, 454 (1947).
91. Bomke and Reddemann, Zeits. f. Phys. **120**, 56 (1942).
92. Havens, Wu, Rainwater and Meaker, Phys. Rev. **71**, 165 (1947).
93. Borst, Ulrich, Osborne and Hasbronck, Phys. Rev. **70**, 557 (1946).
94. Sturm, Phys. Rev. **71**, 757 (1947).
95. Gehlen, Zeits. f. Phys. **121**, 268 (1943).
96. Zinn, Phys. Rev. **71**, 752 (1947).
97. Sawyer, Wollan, Bernstein and Peterson, Phys. Rev. **72**, 109 (1947).
98. Seren, Engelkemeir, Freidlander and Turkel, Phys. Rev. **71**, 99 (1947).
99. Feshbach, Peaslee and Weisskopf, Phys. Rev. **71**, 564 (1947).
100. Jones, Phys. Rev. **72**, 362 (1947).
101. Katcoff, Phys. Rev. **71**, 826 (1947).
102. Sturm and Arnold, Phys. Rev. **71**, 556 (1947).
103. Meitner, Arciv Math. Astron. Fysik **27**, A, № 17 (1940).
104. Seren, Freidlander and Turkel, Phys. Rev. **72**, 163 (1947).
105. Inghram, Hess and Hayden, Phys. Rev. **71**, 561 (1947).
106. Dunlap and Little, Phys. Rev. **60**, 693 (1941).
107. Nonaka, Phys. Rev. **59**, 681 (1941).
108. Maurer und Ramm, Zeits. f. Phys. **119**, 602 (1942).
109. Borst and Floyd, Phys. Rev. **70**, 107 (1946).
110. Houtermans und Bartz, Naturwiss., **30**, 708 (1942).
111. Klema, Phys. Rev. **72**, 88 (1947).
112. Frisch, Phys. Rev. **71**, 478 (1947).
113. Kennedy, Seaborg, Segre and Wahl, Phys. Rev. **70**, 555 (1946).
114. Bethe, Phys. Rev. **57**, 1125 (1940); см. также Present, Phys. Rev. **60**, 28 (1941).
115. Lapp, Van Horn and Dempster, Phys. Rev. **71**, 745 (1947).
116. Brill and Lichtenberger, Phys. Rev. **72**, 585 (1947).
117. McDaniel, Sutton, Lavatelli and Anderson, Phys. Rev. **72**, 729 (1947).