

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

- 1. Механизмы взаимодействия нейтронов с веществом.*
- 2. Упругое и неупругое рассеяние нейтронов.*
- 3. Ядерные реакции нейтронов.*
- 4. Сечение взаимодействия нейтронов с веществом.*
- 5. Пробег нейтронов в веществе.*

Механизмы взаимодействия нейтронов с веществом

Взаимодействие нейтронов с веществом происходит, в основном, благодаря их взаимодействию с атомными ядрами. Электромагнитное взаимодействие нейтрона с электронами определяется взаимодействием между их магнитными моментами и в большинстве случаев оказывается пренебрежимо мало.

Механизмы взаимодействия нейтронов с веществом

Нейтроны взаимодействуют с веществом в результате следующих механизмов:

- упругого рассеяния;*
- неупругого рассеяния;*
- ядерных реакций;*
- деления ядер.*

Механизмы взаимодействия нейтронов с веществом

Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами сильно зависит от энергии нейтронов, поэтому условно нейтроны делятся на:

- *ультрахолодные* ($E \leq 10^{-7}$ эВ);
- *очень холодные* ($10^{-7} \leq E \leq 10^{-4}$ эВ);
- *холодные* ($10^{-7} \leq E \leq 0,025$ эВ);
- *тепловые* ($0,025$ эВ $\leq E \leq 1$ кэВ);
- *быстрые* (500 кэВ $\leq E$).

Первые четыре вида нейтронов иногда называют *медленными*.

Упругое и неупругое рассеяние нейтронов

Для медленных нейтронов характерно упругое рассеяние на ядрах (рис. 1):



В результате упругого рассеяния кинетическая энергия первичного нейтрона перераспределяется между ним и ядром. Энергию ядра отдачи можно вычислить, используя законы сохранения энергии и импульса.

Законы сохранения энергии и импульса при взаимодействии с ядром имеют вид

$$\begin{cases} p_n = p_{n'} + p_{\text{я}} \\ E_n = E_{n'} + E_{\text{я}} \end{cases} \quad (2.1)$$

Упругое и неупругое рассеяние нейтронов

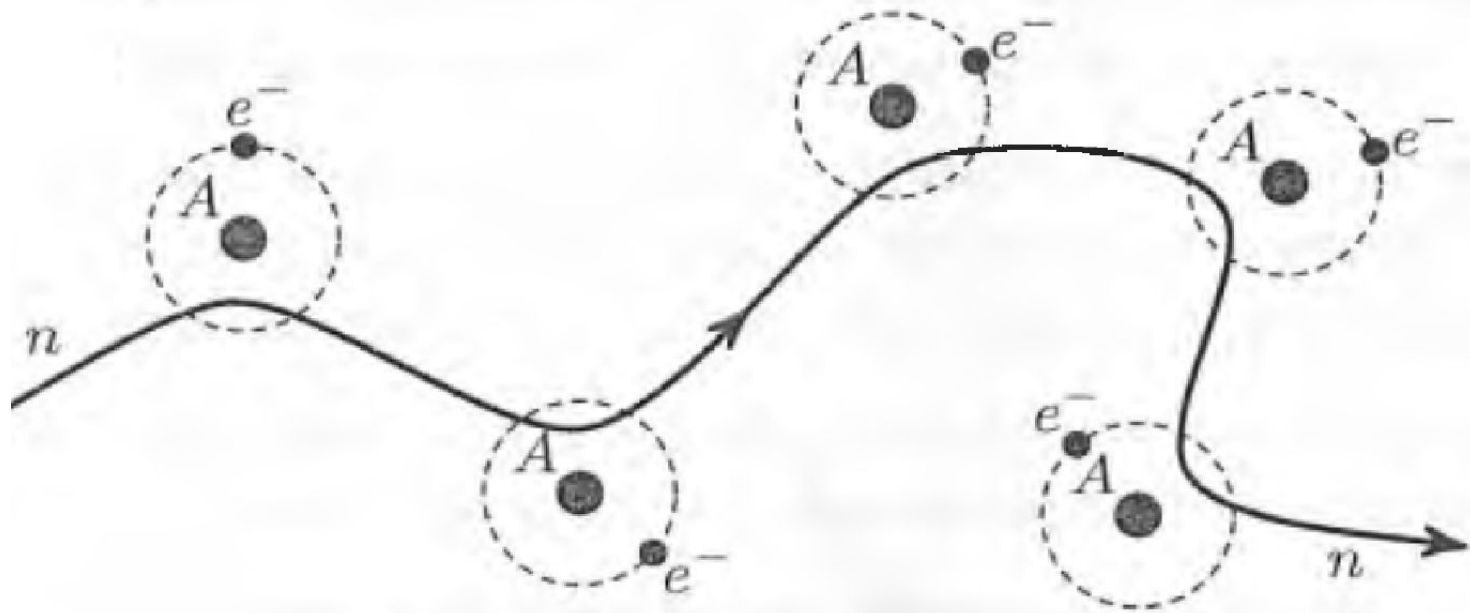


Рис. 2.1. Упругое рассеяние нейтрона

Упругое и неупругое рассеяние нейтронов

Первое уравнение в этом выражении перепишем в виде

$$p_n^2 = p_{n'}^2 + p_{\text{я}}^2 - 2p_{n'}p_{\text{я}}\cos\varphi, \text{ где} \quad (2.2)$$

φ – угол между первоначальным направлением движения нейтрона и направлением движения ядра отдачи.

Учитывая, что для нерелятивистского случая

$$\begin{aligned} p_n^2 &= 2m_n E_n, \quad p_{\text{я}}^2 = 2M_{\text{я}} E_{\text{я}}, \\ p_{n'}^2 &= 2m_n E_{n'} = 2m_n (E_n - E_{\text{я}}) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Подставляя (19.3) в (19.2), с учетом того, что $A = \frac{M_{\text{я}}}{m_n}$ получим

$$E_{\text{я}} = \frac{4m_n M_{\text{я}}}{m_n + M_{\text{я}}} E_n \cos^2 \varphi = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \cos^2 \varphi \quad (2.4)$$

Упругое и неупругое рассеяние нейтронов

Максимальная энергия рассеянного ядра отдачи тогда будет

$$E_{\text{я}}^{\text{max}} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \quad (2.5)$$

В этом случае энергия рассеянного нейтрона будет изменяться в пределах

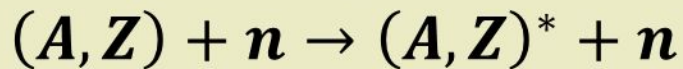
$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 \leq E_n \leq E_0, \quad 0 \leq E_n \leq \frac{4A}{(A+1)^2} E_n$$

Упругое рассеяние нейтронов может осуществляться при взаимодействии непосредственно с силовым полем без проникновения частицы в ядро (*потенциальное рассеяние*) и с проникновением (*резонансное рассеяние*).

Упругое и неупругое рассеяние нейтронов

Потенциальное рассеяние возможно при любой энергии нейтронов, **резонансное рассеяние** происходит, когда энергия нейтрона близка к энергии одного из уровней ядра.

Кроме того, нейтроны могут испытывать **неупругое рассеяние** (рис. 2.2):



Упругое и неупругое рассеяние нейтронов

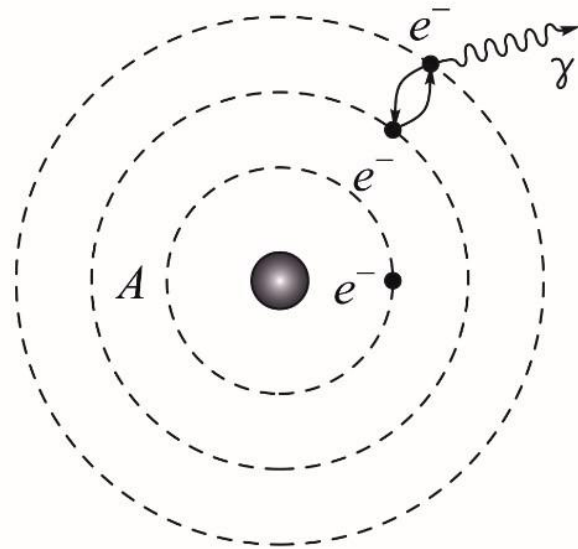
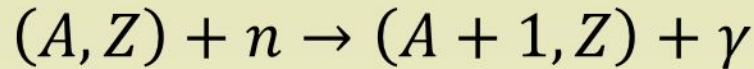


Рис. 19.2. Неупругое рассеяние нейтрона

Ядерные реакции нейтронов

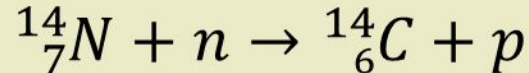
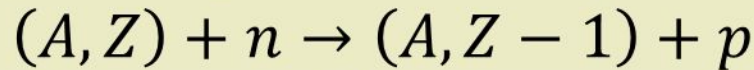
Быстрые и медленные нейтроны взаимодействуют с ядром посредством ядерных реакций (рис. 3.1).

Для медленных нейтронов ($T_n \leq 500 \text{кэВ}$) характерен *радиационный захват*:



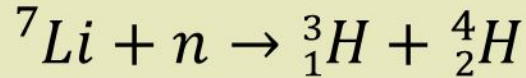
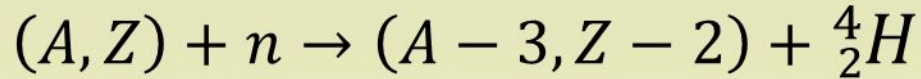
При попадании быстрых нейтронов в вещество могут происходить следующие виды ядерных реакций:

– *реакции с образованием протонов*:

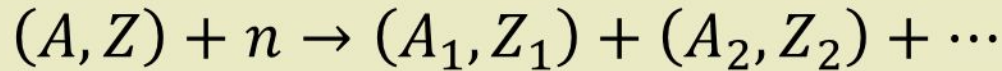


Ядерные реакции нейтронов

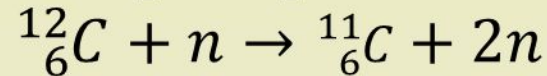
■ *реакции с образованием α -частиц:*



– *реакции с образованием нескольких частиц в конечном состоянии:*



при условии что $A_1 + A_2 + \dots = A + 1$, $Z_1 + Z_2 + \dots = Z$



Ядерные реакции нейтронов

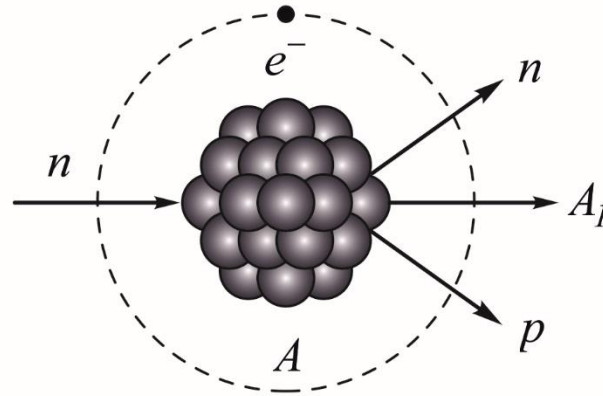
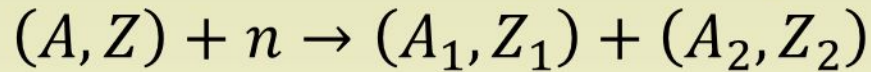


Рис. 3.1 Ядерные реакции нейтронов

Ядерные реакции нейтронов

Реакции деления тяжелых ядер могут происходить как на медленных, так и на быстрых нейтронах:



$$A_1 + A_2 = A + 1, \quad Z_1 + Z_2 = Z, \quad \frac{A_1}{A_2} \approx \frac{2}{3}.$$

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом условно можно разделить на область разрешенных резонансов, область неразрешенных резонансов и дифракционных максимумов.

Первые две области относятся к сечениям взаимодействия медленных нейтронов с ядрами, а третья – к сечениям взаимодействия с ними быстрых нейтронов.

Область разрешенных резонансов имеет место при небольших энергиях нейтронов. В ней с большой вероятностью происходит радиационный захват нейтронов.

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

■ Максимумы в сечении взаимодействия нейтронов с ядрами хорошо описываются формулами Брейта-Вигнера, причем величины сечений в максимумах очень велики.

Выше по энергии располагается область неразрешенных резонансов, где острые пики перекрывают друг друга и наблюдаются «усредненные» максимумы, имеющие ширину большую, чем в области разрешенных резонансов.

Еще выше по энергии в сечении наблюдаются неглубокие широкие максимумы, имеющие дифракционную природу.

На рис. 4.1 представлено сечение взаимодействия нейтронов с ядрами кадмия $^{113}_{48}\text{Cd}$.

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

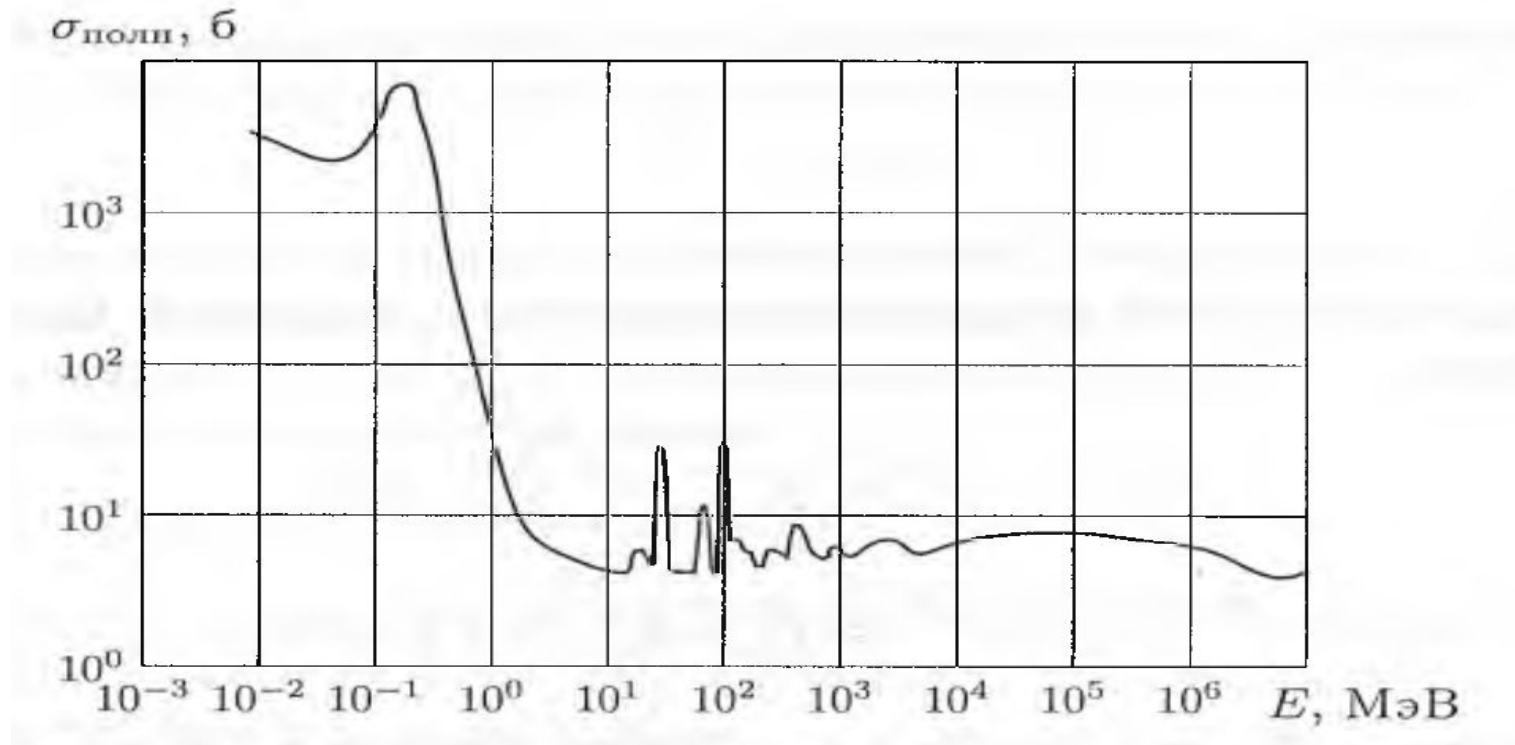


Рис. 4.1 Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами кадмия $^{113}_{48}\text{Cd}$.

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

В приведенном примере область разрешенных максимумов располагается ниже 100 эВ, неразрешенных – от 100 эВ до 1 кэВ, дифракционных максимумов – выше 1 кэВ.

Для медленных нейтронов сечение потенциального рассеяния $\sigma_{\text{п}}$ не зависит от энергии и определяется соотношением:

$$\sigma_{\text{п}} = 4\pi R_{\text{а}}^2 \quad (4.1)$$

Где $R_{\text{а}}$ – радиус ядра.

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

Сечение захвата медленных нейтронов в области резонансов описывается выражением Брейта-Вигнера:

$$\sigma_p(n, \gamma) = g\pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_{\text{рез}})^2 + \Gamma^2/4} \quad (4.2)$$

$$\sigma_p(n, n) = g\pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E_n - E_{\text{рез}})^2 + \Gamma^2/4} \quad (4.3)$$

$E_{\text{рез}}$ – энергия уровня;

Γ – ширина уровня составного ядра;

Γ_n/Γ и Γ_γ/Γ – вероятности перехода ядра в основное состояние с испусканием нейтрона или γ -кванта;

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

$\lambda_n = \hbar/p$ — приведенная длина волны нейтронов;
 g — спиновый множитель.

Спиновый множитель g представляет собой вероятность образования $2J+1$ состояний составного ядра со спином s при взаимодействии медленных нейтронов с $\ell = 0$ и спином $s_n = 1/2$ и ядра мишени со спином I :

$$g = \frac{2J+1}{(2s_n+1)(2I+1)} \quad (4.4)$$

При $E_n \gg E_{рез}$

$$\Gamma_n \sim v \quad \Gamma_\gamma = const.$$

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

При низких энергиях нейтронов из (4.5) следует, что

$$\Gamma_n = \Gamma_\gamma \text{ и } \Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \approx \Gamma_\gamma$$

При резонансных значениях энергии нейтронов

$$\sigma_{\text{рез}} \sigma(E_{\text{рез}}) = \pi \lambda_{\text{рез}} \frac{\Gamma_n(E_{\text{рез}}) \Gamma_\gamma}{(\Gamma/2)^2} \quad (4.6)$$

Сечение реакции в области резонанса имеет вид

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma_{\text{рез}} \frac{(\Gamma/2)^2}{4(E_n - E_{\text{рез}})^2 + \Gamma^2} \left(\frac{E_{\text{рез}}}{E_n} \right)^{1/2} \quad (4.7)$$

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

Вдали от резонансов $\sigma_{\text{рез}}$ изменяется обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/v$):

$$\sigma_{\text{рез}} \sim \frac{1}{v} \quad (4.8)$$

Сечения радиационного захвата в некоторых случаях оказываются очень большими. Они могут составлять от нескольких десятков до $3,5 \times 10^6$ барн для ядер ${}^{135}_{64}\text{Xe}$.

Полное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами $\sigma_{\text{быстр}}$ представляет собой сумму сечений неупругого рассеяния $\sigma_{\text{н}}$ и сечения дифракционного рассеяния $\sigma_{\text{диф}}$:

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{H}} &= \pi(R + \lambda_n)^2 & \sigma_{\text{диф}} &= \pi(R + \lambda_n)^2 \\ \sigma_{\text{быстр}} &= \sigma_{\text{H}} + \sigma_{\text{диф}} = 2\pi(R + \lambda_n)^2 \approx 2\pi R^2\end{aligned}\quad (4.9)$$

Где $\lambda_n = \hbar/p$ – длина волны де Бройля нейтрона;
 p – импульс налетающего нейтрона.

Энергия нейтрона E_0 после n соударений в водородсодержащей среде составляет

$$\overline{E}_n = E_0/2^n \quad (4.10)$$

Потери энергии нейтроном при одном соударении согласно (4.10) составляют

$$\Delta E = \overline{E}_n - \overline{E}_{n+1} = \frac{E_0}{2^n} - \frac{E_0}{2^{n+1}} = 0,5\overline{E}_n$$

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

Среднелогарифмические потери энергии нейтрона ξ при одном соударении с ядром определяются соотношением

$$\xi \equiv \left\langle \ln \left(\frac{E_0}{E} \right) \right\rangle = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} \quad (4.11)$$

где E_0 , E – энергии нейтрона до и после соударения;
 A – массовое число ядра.

Среднее число соударений нейтронов в тяжелом замедлителе:

$$\bar{n} = \left(\frac{A}{2} + \frac{1}{3} + \frac{A}{18} \right) \ln \frac{E_0}{E} \quad (19.12)$$

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом

■ Радиус ядра при взаимодействии с ним быстрых нейтронов, как следует из (4.9), связан с сечением рассеяния соотношением:

$$R = \sqrt{\sigma_{\text{быстр}} \frac{1}{2\pi}} \quad (4.13)$$

Экспериментально показано, что радиус ядра зависит от массового числа A :

$$R = (1,37 A^{1/3} + 1,3) \times 10^{-13} \text{ см.} \quad (4.14)$$

Для легких ядер

$$R = (1,37 A^{1/3} + 0,5) \left(1 - \exp(-0,49\sqrt{A})\right) \times 10^{-13} \text{ см} \quad (4.15)$$

Пробег нейтронов в веществе

Поток нейтронов $J_n(x)$, прошедший тонкий слой вещества толщиной x , связан с падающим потоком J_0 экспоненциальным законом:

$$J_n(x) = J_0 e^{-\sigma n x}, \text{ где}$$

σ – сечение взаимодействия нейтронов;

n – концентрация атомов в единице объема.

Средняя длина свободного пробега нейтронов в веществе составляет

$$\ell_{\text{ср}} = \frac{1}{n\sigma} \tag{5.1}$$

Пробег нейтронов в веществе

На качественном уровне движение нейтронов в веществе, например в воде, выглядит примерно так. Если нейтроны имеют большую энергию, то они либо осуществляют ядерные реакции, либо рассеиваются по всей глубине вещества. В результате ядерных реакций возникают вторичные заряженные частицы, ядра отдачи, фотоны и электроны. Поскольку число нейтронов в зависимости от глубины проникновения пучка уменьшается экспоненциально, то и количество образовавшихся вторичных частиц быстро уменьшается.

Пробег нейтронов в веществе

Пробег вторичных заряженных частиц составляет, как правило, составляет не больше нескольких миллиметров. Вторичные фотоны взаимодействуют с веществом в результате фотоэффекта и комптоновского рассеяния. Небольшой вклад будут давать фотоядерные реакции. Под действием нейтронов, вторичных заряженных частиц и фотонов возникают вторичные электроны, которые, в основном, имеют небольшие энергии и останавливаются в тех же точках, где и возникли.

Пробег нейтронов в веществе

Таким образом, часть первичных нейтронов выходит из пучка, поглощаясь ядрами. Другая часть нейтронов в результате рассеяния постепенно теряет энергию в каждом акте рассеяния. При этом возникают ядра отдачи, ионизирующие вещество. Когда энергия нейтронов становится сравнимой с энергией теплового движения атомов в веществе, нейтроны называют тепловыми. Они дальше не уменьшают свою энергию и распространяются в веществе благодаря процессу диффузии.

Пробег нейтронов в веществе

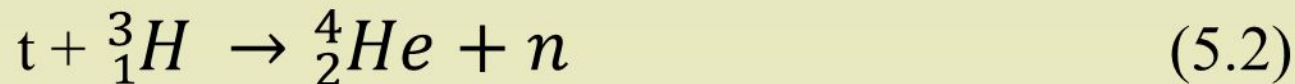
В качестве источника нейтронов применяются реакторы, а также ускорители — циклотроны и высоковольтные ускорители трансформаторного типа, которые часто называют генераторами нейтронов.

В реакторах получают нейтроны с широким спектром энергий от 0 до 17 МэВ; средняя энергия нейтронов составляет около 2 МэВ.

Количество нейтронов высоких энергий мало из-за быстрого уменьшения их числа с ростом энергии нейтронов. Поэтому нейтроны с энергией несколько МэВ можно получить только на ускорителях.

Пробег нейтронов в веществе

■ На ускорителях получают высокоэнергичные нейтроны с энергией $8 \div 50$ МэВ. Для этой цели в них используются реакции взаимодействия дейтронов с бериллиевой или с тритиевой мишенью



В первом случае возникают практически моноэнергичные нейтроны с энергией $14 \div 15$ МэВ, во втором спектр нейтронов простирается от нулевой энергии до почти максимальной энергии дейтронов.

Пробег нейтронов в веществе

Применение ускорителей для получения пучков нейтронов связано с использованием реакций (5.2) и (5.3). Высоковольтные ускорители дешевые и компактные. В них получается более интенсивный первичный пучок заряженных частиц и, следовательно, интенсивность пучка нейтронов оказывается высокой. Циклотроны имеют преимущество над высоковольтными ускорителями, поскольку позволяют получать нейтроны высоких энергий, причем спектр нейтронов имеет широкие пределы.

Пробег нейтронов в веществе

Кроме ядерных реакций монохроматические нейтроны получают методом механического монохроматора или дифракции нейтронов в кристаллах.

Дифракция нейтронов на кристалле используется для получения монохроматических нейтронов небольших энергий ($0,01 < E < 100 \text{кэВ}$). При падении медленных нейтронов под малым углом на плоскость кристалла угол падения монохроматических нейтронов будет равен углу отражения.

Пробег нейтронов в веществе

■ Зависимость энергии нейтрона от угла их отражения от поверхности кристалла определяется формулой Брэгга-Вульфа:

$$E = \frac{1}{2m_n} \left(\frac{n_0 h}{2d \sin \varphi} \right)^2 \quad (5.4)$$

где m_n – масса нейтрона;

d – расстояние между соседними атомными плоскостями в кристалле;

n_0 – целое число (порядок спектра).

Пробег нейтронов в веществе

Основные закономерности взаимодействия нейтронов с веществом:

- взаимодействуют с атомными ядрами при упругом и неупругом рассеянии и в результате ядерных реакций;
- сечение рассеяния медленных нейтронов пропорционально их квадрату радиуса ядра

$$\sigma_{\text{медл}} \sim R_{\text{я}}^2$$

- сечение рассеяния быстрых нейтронов $\sigma_{\text{быстр}} \sim (R_{\text{я}} + \lambda)^2$
- сечение рассеяния быстрых нейтронов $\sigma_{\text{быстр}} \sim \frac{1}{v}$