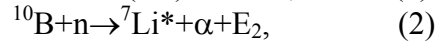
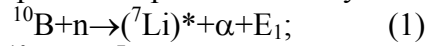
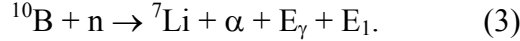


## 2. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

**Реакция  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ .** Природный (естественный) бор состоит из двух изотопов:  $^{10}\text{B}$  (18,2%) и  $^{11}\text{B}$  (81,8%). Медленные нейтроны интенсивно взаимодействуют с ядрами изотопа  $^{10}\text{B}$ . В экзотермической реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$  возникают  $\alpha$ -частицы и ядро  $^7\text{Li}$ . Эта реакция проходит по двум каналам:



где  $E_1$  и  $E_2$  - энергия реакции, освобождаемая в виде кинетической энергии продуктов реакции. В первом канале ядро  $^7\text{Li}$  образуется в возбужденном состоянии с энергией возбуждения 0,48 МэВ. Возбужденное состояние  $^7\text{Li}$  помечено звездочкой. Переход ядра из возбужденного состояния в основное сопровождается испусканием  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma = 0,48$  МэВ. Поэтому первый канал реакции можно переписать так:



Энергия реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  равна 2,78 МэВ. Одна часть энергии ( $E_\gamma = 0,48$  МэВ) уносится  $\gamma$ -квантом, другая часть ( $E_1 = 2,30$  МэВ) выделяется в виде кинетической энергии  $\alpha$ -частицы и ядра лития. Найдем распределение энергии  $E_1$  между  $\alpha$ -частицей и ядром лития в предположении, что ядро-мишень  $^{10}\text{B}$  покоится до начала ( $n, \alpha$ )-реакции. В этом предположении  $\alpha$ -частица и ядро лития движутся после реакции в противоположных направлениях. По законам сохранения энергии и импульса, строго выполняющимся в ядерных превращениях,

$$m_\alpha v_\alpha = m_{\text{Li}} v_{\text{Li}}; \quad (4)$$

$$E_\alpha + E_{\text{Li}} = E_1. \quad (5)$$

Возведем первое уравнение в квадрат, а затем заменим произведения  $m_\alpha v_\alpha^2$  и  $m_{\text{Li}} v_{\text{Li}}^2$  на  $2E_\alpha$  и  $2E_{\text{Li}}$  соответственно. Тогда первое уравнение преобразуется в уравнение

$$m_\alpha E_\alpha = m_{\text{Li}} E_{\text{Li}}. \quad (6)$$

Последовательно исключая из второго уравнения  $E_\alpha$  и  $E_{\text{Li}}$ , получим выражения для кинетических энергий:

$$E_\alpha = \frac{m_{\text{Li}}}{m_\alpha + m_{\text{Li}}} E_1; \quad (7a)$$

$$E_{\text{Li}} = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_{\text{Li}}} E_1. \quad (7b)$$

Масса ядра в атомных единицах массы примерно равна массовому числу  $A$ . С учетом, что  $m_\alpha \approx 4$  а.е.м.,  $m_{\text{Li}} \approx 7$  а.е.м. окончательно получим

$$E_\alpha = \frac{7}{11} E_1; \quad E_{\text{Li}} = \frac{4}{11} E_1. \quad (8)$$

Таким образом, из энергии  $E_1 = 2,30$  МэВ на долю  $\alpha$ -частицы приходится  $E_\alpha = 1,47$  МэВ, а на долю ядра лития  $E_{\text{Li}} = 0,83$  МэВ.

Вероятность протекания реакции по первому каналу составляет 0,93 для медленных нейтронов до энергии приблизительно 10 кэВ. Затем эта вероятность постепенно уменьшается, достигая значения 0,3 при энергии нейтронов 1,8 МэВ, и вновь увеличивается до 0,5 при энергии нейтронов 2,5 МэВ. По второму каналу реакция  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  идет с вероятностью 7% для медленных нейтронов и соответственно с большей вероятностью для быстрых нейтронов. Энергия реакции  $E_2 = 2,78$  МэВ в этом случае полностью уносится  $\alpha$ -частицей и ядром лития. Кинетические энергии  $\alpha$ -частицы и ядра лития, возникающие во втором канале ( $n, \alpha$ )-реакции, равны

$$E_\alpha = 1,77 \text{ МэВ} \text{ и } E_{\text{Li}} = 1,01 \text{ МэВ}. \quad (9)$$

Значительная кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы позволяет легко регистрировать ее ионизационными и сцинтилляционными методами измерения излучения.

Сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  до энергии нейтронов  $10^3$  эВ подчиняется закону  $1/v$ :

$$\sigma_\alpha = \frac{\sigma_{\alpha 0} v_0}{v} = \sigma_{\alpha 0} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \quad (10)$$

где  $\sigma_{\alpha 0} = 4010$  барн — сечение ( $n, \alpha$ )-реакции при энергии нейтронов  $E_0 = 0,025$  эВ, которой соответствует скорость нейтронов  $v_0 = 2200$  м/сек;  $v$  и  $E$  - скорость и энергия нейтронов, которым соответствует сечение ( $n, \alpha$ )-реакции  $\sigma_\alpha$ .

Среднее сечение ( $n, \alpha$ )-реакции на природном боре равно 755 барн. Для повышения эффективности взаимодействия нейтронов бор обогащают изотопом  $^{10}\text{B}$ . Промышленными методами обогащения доводят содержание изотопа  $^{10}\text{B}$  в смеси изотопов бора до 80-90%. В детекторы нейтронов вводят как чистый бор, так

и его твердые (борная кислота, карбид бора, аморфный бор) и газообразные (трифтористый бор) химические соединения.

**Реакция  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ .** Изотоп лития  ${}^6\text{Li}$  характеризуется большим сечением  $(n, \alpha)$ -реакции на медленных нейтронах. Реакция  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  относится к экзотермическим реакциям, в которой освобождается около 4,8 МэВ энергии. В результате реакции  $\alpha$ -частица и ядро трития разлетаются с кинетическими энергиями  $E_\alpha = 2,05$  МэВ и  $E_T = 2,75$  МэВ. Значения кинетической энергии  $\alpha$ -частицы и ядра трития получают из формул (11.1), в которых индекс Li необходимо заменить индексом T, а энергию  $E_I$  считать равной 4,8 МэВ. Сечение  $(n, \alpha)$ -реакции на  ${}^6\text{Li}$  для медленных нейтронов описывается законом  $1/v$ . При энергии нейтронов  $E_0 = 0,025$  эВ сечение  $(n, \alpha)$ -реакции  $\sigma_{\sigma_0} = 945$  барн. Сечение  $(n, \alpha)$ -реакции природного лития, содержащего 7,5%  ${}^6\text{Li}$ , составляет всего 71 барн. Поэтому природный литий, как и природный бор, обогащают по изотопу  ${}^6\text{Li}$  до 90%.

Литий дает многочисленные химические соединения, часть которых используют в детекторах нейтронов. Йодистый литий LiI идет на приготовление монокристаллов для сцинтилляционных счетчиков. Из окиси лития  $\text{Li}_2\text{O}$  изготовляют сцинтиллирующие стекла (литиевые стекла).

**Реакция  ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$ .** На ядрах изотопа гелия  ${}^3\text{He}$  протекает экзотермическая реакция  ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$  с выделением энергии около 0,78 МэВ. Одна часть энергии уносится протоном ( $E_p = 0,65$  МэВ), а остальная часть — ядром трития ( $E_T = 0,13$  МэВ). Сечение реакции, подчиняющееся закону  $1/v$ , принимает значение  $\sigma_{p0} = 5400$  барн при энергии  $E_0 = 0,025$  эВ. В природном гелии содержится только  $1,3 \cdot 10^{-4}\%$  изотопа  ${}^3\text{He}$ , поэтому его получают искусственным путем. Так как гелий — инертный газ, то его используют как газ-наполнитель ионизационных камер и пропорциональных счетчиков.

**Реакция деления ядер.** Под действием нейтронов ядра тяжелых элементов (уран, плутоний, торий и др.) делятся на два осколка. На одно деление ядра освобождается энергия, равная примерно 200 МэВ. Некоторые изотопы ( ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ ) делятся нейтронами; любой энергии. Для других изотопов ( ${}^{232}\text{Th}$ ,  ${}^{238}\text{U}$ ) реакция деления является пороговой и начинается с энергии нейтронов около 1 МэВ и выше. Осколки деления представляют собой сверхтяжелые заряженные частицы. После деления ядра каждый осколок движется с кинетической энергией около 80 МэВ. Тормозясь в веществе, они создают; мощную ионизацию и возбуждение атомов. Это свойство осколков деления используют при конструировании ионизационных камер для регистрации нейтронов, которые называют камерами деления.

**Реакция радиационного захвата нейтронов.** В результате поглощения ядром нейтрона возникает возбужденное составное ядро. Энергия возбуждения  $W_{\text{возб}}$  равна сумме кинетической энергии налетающего нейтрона  $E$  и энергии связи нейтрона в составном ядре,  $\varepsilon_n$ . Значение  $\varepsilon_n$  для ядер с массовыми числами  $A \sim 100$  составляет около 8 МэВ. При радиационном захвате [ $(n, \gamma)$ -реакции] возбужденное составное ядро переходит в основное состояние, испуская один или несколько  $\gamma$ -квантов. Это  $\gamma$ -излучение называют захватным. Регистрация нейтронов происходит путем детектирования этих  $\gamma$ -квантов сцинтилляционным счетчиком.

Эффективность регистрации нейтронов по захватному  $\gamma$ -излучению зависит от эффективности сцинтилляционного счетчика  $\gamma$ -квантов, сечения  $(n, \gamma)$ -реакции у выбранного вещества, а также от множественности и спектра захватного  $\gamma$ -излучения. Для повышения эффективности детектора  $\gamma$ -квантов используют фосфоры с высоким порядковым номером  $Z$  атомов, входящих в их состав, такие, как монокристаллы  $\text{NaI}(\text{Tl})$ . Множественностью в  $(n, \gamma)$ -реакции называют среднее число  $\gamma$ -квантов, испускаемых при одном акте радиационного поглощения нейтронов. Чем больше множественность (Табл. 1), тем с большей вероятностью может быть зарегистрирован хотя бы один  $\gamma$ -квант из общего числа.

**Табл. 1.** Множественность для некоторых ядер в  $(n, \gamma)$ -реакции

Элемент	Ag	Cd	In	Sm	Eu	Gd	Dy	Er	Au	Ho	Hf
Множественность	4,9	4,1	4,4	6,15	4,4	4,6	4,5	4,7	3,8	2,9	4,2

**Упругое рассеяние нейтронов.** В реакции упругого рассеяния нейтрон передает ядру часть своей кинетической энергии. Максимальную долю энергии нейтрон сбрасывает при центральном (лобовом) столкновении с ядрами. Масса нейтрона мало отличается от массы протонов. Вследствие этого нейтрон, испытывая центральное столкновение с протоном, теряет всю свою кинетическую энергию. Упругое рассеяние нейтронов на ядрах водорода используют для регистрации быстрых нейтронов по протонам отдачи. Для этого водородсодержащие вещества вводят в ионизационные камеры, а в сцинтилляционных счетчиках применяют фосфоры, содержащие много атомов водорода (органические монокристаллы, пластики).

**Неупругое рассеяние.** В результате неупругого рассеяния часть кинетической энергии нейтрона расходуется на перевод ядра на возбужденный энергетический уровень. При переходе в основное состояние возбужденное ядро испускает один или несколько  $\gamma$ -квантов. По  $\gamma$ -квантам, испускаемым после неупругого

рассеяния, можно регистрировать нейтроны. Неупругое рассеяние является пороговой реакцией и происходит лишь на быстрых нейтронах, так как даже в тяжелых ядрах первый возбужденный энергетический уровень отстоит от основного, невозбужденного энергетического уровня примерно на 0,1 МэВ. Методом регистрации  $\gamma$ -квантов неупругого рассеяния нейтронов детектируют нейтроны в области энергии больше 1 МэВ.

**Реакция активации.** В некоторых реакциях радиационный захват нейтрона,  $(n, 2n)$ -реакция и т. д. возникают радиоактивные ядра. Присоединение нейтрона к ядру-мишени в реакции радиационного захвата приводит к увеличению числа нейтронов в ядре отдачи. Возникающие ядра в  $(n, \gamma)$ -реакции часто проявляют  $\beta^-$ -активные свойства. Наоборот, в результате  $(n, 2n)$ -реакции в ядре отдачи может ощущаться недостаток нейтронов. Тогда оно становится радиоактивным и испускает  $\beta^+$ -частицу. Медленные нейтроны активируют вещество в реакции радиационного захвата. Порог  $(n, 2n)$ -реакции у большинства веществ превышает 10-20 МэВ, и эти вещества могут активироваться через пороговую  $(n, 2n)$ -реакцию лишь быстрыми нейтронами. Вещества, активируемые нейтронами, применяют для регистрации потоков нейтронов. Активность, наведенную нейтронами, измеряют счетчиками Гейгера - Мюллера и сцинтилляционными счетчиками. Вещество, облучаемое нейтронами в тепловой и резонансной областях, активируется тепловыми и резонансными нейтронами. Для разделения эффектов активации от тепловых и резонансных нейтронов используют фильтры из кадмия, которые интенсивно поглощают тепловые нейтроны. Сечение поглощения нейтронов кадмием, равное в тепловой области 2450 барн, быстро падает с увеличением энергии нейтронов. Вблизи границы тепловой и резонансной областей энергии нейтронов оно уменьшается до 1 барн. Вследствие этого пластинка из кадмия толщиной 0,5 мм поглощает почти все падающие на нее тепловые нейтроны с энергией  $E < 0,4$  эВ и пропускает резонансные нейтроны.

Один из экспериментальных методов регистрации тепловых и резонансных нейтронов основан на измерении кадмиевого отношения  $R_{Cd}$ . Оно находится по результатам двух измерений. Сначала в поле нейтронов помещают пластинку вещества без кадмиевого чехла. Она активируется как тепловыми, так и резонансными нейтронами. После определения наведенной активности  $a_1$  и выдержки, в течение которой почти все активные ядра распадутся, пластинку заворачивают в кадмиевый чехол и снова устанавливают на то же место поля нейтронов. Активность  $a_2$  пластинки с кадмиевым чехлом обуславливается поглощением только резонансных нейтронов. Тогда активность от тепловых нейтронов будет равна

$$a_m = a_1 - a_2. \quad (11)$$

Кадмиевое отношение  $R_{Cd}$  равно отношению эффекта активации тепловыми нейтронами к эффекту активации резонансными нейтронами:

$$R_{Cd} = \frac{a_T}{a_2} = \frac{a_1}{a_2} - 1. \quad (12)$$

Значение  $a_m$  пропорционально потоку тепловых нейтронов  $\Phi_m$ , а значение  $a_2$  - потоку резонансных нейтронов  $\Phi_T$ . Поэтому

$$K_{Cd} = k \frac{\Phi_T}{\Phi_p}. \quad (13)$$

Коэффициент пропорциональности  $k$  зависит от чувствительности пластинки к активации тепловыми и резонансными нейтронами. Если значение  $k$  известно, то кадмиевое отношение дает информацию о потоках тепловых и резонансных нейтронов в месте измерения. Кадмиевые чехлы используют не только в активационном методе. И кадмиевый чехол можно поместить любой небольшой по размерам детектор нейтронов, не чувствительный к  $\gamma$ -излучению. При поглощении тепловых нейтронов в кадмии возникает захватное  $\gamma$ -излучение, регистрация которого искажает кадмиевое отношение.