

3. Как мы уже указывали (гл. II, § 4), спин нейтрона равен  $1/2$ . Такое значение спина прекрасно согласуется с большим количеством опытных данных, таких, как величина и энергетическая зависимость сечения  $n - p$ -рассеяния (см. гл. V, § 4), значения спинов и магнитных моментов ядер, особенно легких (гл. III, § 4), изотопическая инвариантность ядерных сил (гл. V, § 6) и т. д. Каждый из этих фактов в отдельности привлечением различных искусственных гипотез можно объяснить и с другим значением спина нейтрона (например,  $3/2$ ). Но полная совокупность этих данных несомненно указывает на значение  $1/2$  для спина.

Прямое измерение спина нейтрона было произведено, например, в опыте Раби (см. гл. II, § 5). В этом же опыте был измерен также и магнитный момент нейтрона  $\mu_n$ , оказавшийся равным  $-1,91315 \mu_0$ , где  $\mu_0$  — ядерный магнетон (см. гл. II, § 5),

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c} = 5,05081 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс.}$$

Были попытки обнаружить у нейтрона электрический заряд, а также электрический дипольный момент. Все они дали отрицательный результат. Электрический заряд нейтрона равен нулю с точностью до  $10^{-13}$  в единицах элементарного заряда (по более косвенным оценкам до  $10^{-18}$ ). Дипольный момент нейтрона оказался равным нулю с точностью до  $3 \cdot 10^{-24}$  см  $\cdot e$ , где  $e$  — элементарный заряд.

Электрический дипольный момент нейтрона был бы точно равен нулю, если бы имела место инвариантность всех взаимодействий относительно операции отражения времени (см. гл. VII, § 2). В действительности слабые взаимодействия неинвариантны относительно обращения времени (см. гл. VII, § 8). Поэтому, вообще говоря, нейтрон должен обладать некоторым электрическим дипольным моментом. Высших мультипольных моментов, например, электрического квадрупольного, у нейтрона быть не может из-за слишком малого значения его спина (гл. II, § 4). Более тонкие детали электрической и магнитной структуры нейтрона рассмотрены в гл. VII, § 7.

## § 2. Свойства нейтронов различных энергий

1. В прикладной ядерной физике и в ядерной технике приходится иметь дело с движением очень большого количества нейтронов внутри различных веществ. Проходя сквозь вещества, нейтроны вызывают в них различные ядерные реакции, а также претерпевают упругое рассеяние на ядрах. Интенсивностью этих микроскопических процессов в конечном счете определяются все макроскопические свойства прохождения нейтронов через вещество, такие, как замедление, диффузия, поглощение и т. д.

В свою очередь сечения различных нейтронно-ядерных реакций сильно зависят от энергии нейтронов. Энергетический ход сечений

нейтронных реакций сильно и нерегулярно меняется от ядра к ядру при изменении  $A$  или  $Z$ . Несмотря на это, все же удастся провести полезную для практики классификацию нейтронных энергий, т. е. выделить различные области энергий так, что для каждой области оказываются характерными определенные типы реакций. К изложению этой классификации мы сейчас и перейдем.

В ядерной энергетике в основном приходится иметь дело с нейтронами, обладающими энергиями примерно от 0,025 эВ до 10 МэВ. Из теории ядерных реакций мы знаем, что сечения взаимодействий нейтронов с ядрами в среднем резко растут по закону « $1/v$ » при уменьшении энергии нейтрона. По этому свойству нейтроны разделяются на две большие группы — *медленных* и *быстрых* нейтронов. Граница между этими группами не является строго определенной. Она лежит примерно в области 1000 эВ. Медленные нейтроны сильно взаимодействуют с ядрами. Для быстрых нейтронов это взаимодействие значительно слабее. Заметим, что «медленность» медленных нейтронов весьма относительна. Даже нейтрон с энергией 0,025 эВ имеет, как нетрудно подсчитать, скорость 2 км/с.

2. Медленные нейтроны принято подразделять на «*ультрахолодные*», «*холодные*», «*тепловые*» и «*резонансные*».

Ультрахолодными называются нейтроны с энергией, меньшей  $3 \cdot 10^{-7}$  эВ:

$$E_{\text{ультрахол}} < 3 \cdot 10^{-7} \text{ эВ.} \quad (10.3)$$

Холодными называются нейтроны с энергиями ниже 0,025 эВ:

$$E_{\text{хол}} < 0,025 \text{ эВ.} \quad (10.4)$$

У холодных и ультрахолодных нейтронов крайне велико сечение захвата ядрами (согласно закону « $1/v$ »). У них также очень сильно проявляются волновые свойства, так как длина волны холодного и ультрахолодного нейтронов намного больше межатомных расстояний. Использование холодных и ультрахолодных нейтронов затруднено сложностью их получения.

Энергия  $E_{\text{тепл}} = 0,025$  эВ определяет порядок энергий *тепловых* нейтронов. В температурной шкале

$$E_{\text{тепл}} = kT, \quad (10.5)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, для абсолютной температуры, соответствующей энергии тепловых нейтронов, получается значение  $T = 300$  К, т. е. комнатная температура. Таким образом, энергия  $E_{\text{тепл}}$  соответствует наиболее вероятной скорости нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой при комнатной температуре. В ядерных энергетических установках температура может значительно превышать комнатную. Кроме того, находящиеся в тепловом равновесии нейтроны имеют разброс по скоростям, в результате чего энергии довольно большой части нейтронов могут

быть заметно больше  $kT$ . Поэтому к тепловым обычно относят нейтроны с энергиями примерно до 0,5 эВ. Сечения поглощения ядрами достаточно велики и для тепловых нейтронов. Получение этих нейтронов даже в очень больших количествах является хорошо освоенным процессом. Поэтому тепловые нейтроны широко используются в ядерной технике.

Нейтроны с энергиями от 0,5 эВ до 1 кэВ называют *резонансными*, потому что в этой области для средних и тяжелых ядер полное нейтронное сечение довольно велико и график его зависимости от энергии представляет собой густой частокол острых резонансов (рис. 10.2).

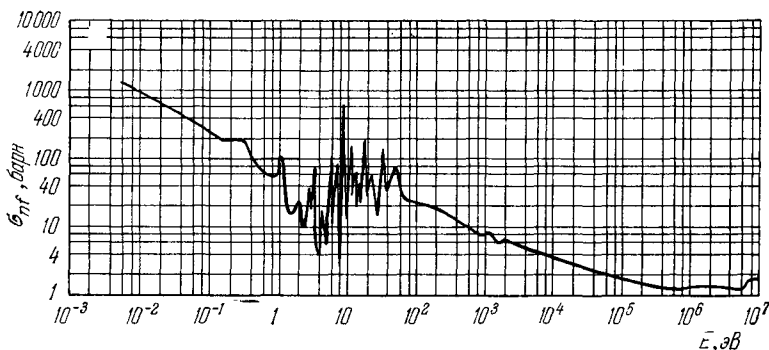


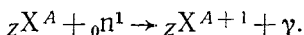
Рис. 10.2. Сечение деления изотопа урана  ${}_{92}\text{U}^{235}$  нейтронами в зависимости от энергии нейтронов.

Нейтроны с энергиями от 1 до 100 кэВ называют *промежуточными*. Часто в промежуточные включают и резонансные нейтроны. В этой области энергий отдельные резонансы сливаются (исключением являются легкие ядра) и сечения в среднем падают с ростом энергии.

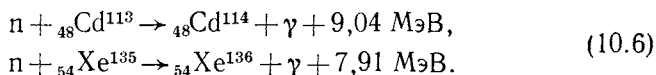
К *быстрым* относят нейтроны с энергиями примерно от 100 кэВ до 14 МэВ. Сечения взаимодействия таких нейтронов с ядрами уже намного меньше, чем для медленных нейтронов. Прикладное значение быстрых нейтронов обусловлено тем, что основным техническим источником нейтронов является реакция деления ядер (см. § 3), порождающая нейтроны мегаэлектронвольтных энергий. Далее эти быстрые нейтроны деления иногда используются непосредственно (см., например, гл. XI, § 3), а чаще превращаются в медленные путем специального процесса замедления (см. § 4).

Для полноты укажем, что нейтроны с энергиями выше 14 МэВ из-за дороговизны их получения широкого практического применения не получили и пока используются главным образом для исследований в физике ядерных реакций и элементарных частиц.

3. Укажем, какого рода реакции взаимодействия с ядрами характерны для нейтронов разных энергий. Начнем с медленных нейтронов. Энергия этих нейтронов в ядерной шкале близка к нулю. Поэтому они не могут вызывать неупругого рассеяния и других эндотермических процессов. Действительно, например, первый возбужденный уровень у ядер обычно имеет энергию порядка десятка кэВ, а часто и больше. Ясно, что нейтрон с энергией меньше 10 кэВ рассеиваться с возбуждением ядра не может. Таким образом, для медленных нейтронов возможны только упругое рассеяние на ядрах и экзотермические реакции. Наиболее универсальной (идущей на всех ядрах, кроме  ${}^2\text{He}^4$  и  ${}^2\text{He}^3$ ) экзотермической нейтрон-ядерной реакцией является радиационный захват ( $n, \gamma$ )



Например,



Для ряда ядер экзотермическими являются реакции ( $n, p$ ), ( $n, \alpha$ ) и реакция ( $n, f$ ) деления под действием нейтронов. Деление мы рассмотрим ниже в § 3. Реакции же ( $n, p$ ) и ( $n, \alpha$ ) интенсивно идут только на некоторых очень легких ядрах. На средних и тяжелых ядрах эти реакции подавлены кулоновским барьером, препятствующим вылету протонов и  $\alpha$ -частиц.

Важными экзотермическими реакциями ( $n, p$ ) и ( $n, \alpha$ ) являются  $\text{He}^3$  ( $n, p$ )  $\text{H}^3$ ,  $\text{B}^{10}$  ( $n, \alpha$ )  $\text{Li}^7$ ,  $\text{Li}^6$  ( $n, \alpha$ )  $\text{H}^3$ ,  $\text{N}^{14}$  ( $n, p$ )  $\text{C}^{14}$ . Для медленных нейтронов особенно велики сечения первых трех реакций. Реакция  $\text{B}^{10}$  ( $n, \alpha$ )  $\text{Li}^7$  используется для регистрации нейтронов (см. гл. IX, § 5). Реакция  $\text{Li}^6$  ( $n, \alpha$ )  $\text{H}^3$  используется для получения изотопа  $\text{H}^3$ , в частности, в термоядерных взрывах. Обе эти реакции используются также для защиты от медленных нейтронов (см. гл. XI, § 3, п. 5). Реакция  $\text{N}^{14}$  ( $n, p$ )  $\text{C}^{14}$  приводит к возникновению важного (см. гл. XIII, § 6) изотопа углерода  ${}^6\text{C}^{14}$ .

При стремлении энергии нейтрона к нулю сечение упругого рассеяния стремится к константе, а сечение радиационного захвата растет в соответствии с законом « $1/v$ ». Поэтому для очень медленных нейтронов возрастает не только абсолютная, но и относительная роль радиационного захвата. В области густых резонансов интенсивности рассеяния и захвата определяются соответствующими ширинами  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_\gamma$  (гл. IV, § 7). Поскольку для каждого ядра радиационная ширина  $\Gamma_\gamma$  примерно постоянна, а нейтронная ширина  $\Gamma_n$  растет с энергией, то для резонансных нейтронов преобладает радиационный захват, а для промежуточных — упругое рассеяние. Для быстрых нейтронов упругое рассеяние по-прежнему играет важную роль. Кроме того, при повышении энергии нейтронов становятся возможными различные эндотермические процессы.

Таблица 10.1. Реакции под действием нейтронов

Тип реакции	Сечения реакции
Радиационный захват ( $n, \gamma$ )	Идет на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до $10^3$ и даже $10^6$ барн ( ${}_{55}\text{Xe}^{135}$ ); для быстрых нейтронов — от 0,1 до нескольких барн.
Упругое рассеяние ( $n, n$ )	Сечение варьируется в интервале нескольких барн.
Неупругое рассеяние ( $n, n'$ )	Пороговый процесс. Сечение по порядку величины равняется нескольким барн.
( $n, p$ )	Наиболее важные реакции: $n + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + p + 0,76 \text{ МэВ}$ , $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 5400 \text{ барн}$ , $n + {}_7\text{N}^{14} \rightarrow {}_6\text{C}^{14} + p + 0,63 \text{ МэВ}$ , $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 1,75 \text{ барн}$ .
( $n, \alpha$ )	Наиболее важные реакции: $n + {}_3\text{Li}^6 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + \alpha + 4,78 \text{ МэВ}$ , $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 945 \text{ барн}$ , $n + {}_5\text{B}^{10} \rightarrow {}_3\text{Li}^7 + \alpha + 2,79 \text{ МэВ}$ , $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 3840 \text{ барн}$ .
( $n, 2n$ )	Пороговая реакция. Порог по порядку величины равняется 10—15 МэВ. Сечение: несколько десятых барн.
( $n, f$ )	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая отдельные случаи ( ${}_{92}\text{U}^{235}$ , ${}_{92}\text{U}^{238}$ и т. д.).

4. В заключение этого параграфа приведем табл. 10.1, иллюстрирующую области энергий и порядки величин сечений различных ядерных реакций под действием нейтронов.

### § 3. Деление тяжелых ядер

1. Ядерная реакция деления под действием нейтронов состоит в том, что тяжелое ядро, поглотив нейтрон, делится на два (иногда на три и совсем редко на четыре) обычно неравных осколка. Заме-